LEGILE CULTURII

EDITURA ȘTIINȚIFICĂ

R. E. Peierls

LEGILE NATURII

EDITURA ŞTIINŢIFICA
Bucureşti, 1963

În romîneşte de

JOSEFINA FRIEDLÄNDER

Cercetător la I.F.A. a Acad. R.P.R.

Coperta de

I. PETRESCU

THE LAWS OF NATURE

R. E. PEIERLS

C.B.E., F.R.S.

Professor of Mathematical Physics,

University of Birmingham

London

GEORGE ALLEN & UNWIN LTD.

Ruskin House. Museum Street

PREFAŢA

Ideea acestei cărţi s-a născut după cel de-al doilea război mondial, într-un timp cînd am ţinut deseori conferinţe asupra energiei atomice în faţa unui auditoriu foarte divers. M-a izbit cu acest prilej faptul că, în afară de întrebările firești despre natura armelor nucleare și pericolele pe care le reprezintă ele, se găsea totdeauna cîte cineva care să pună întrebări cu privire la bazele fizicii. Ce legătură există între relaţia de nedeterminare și cutare sau cutare problemă? Ce anume ţine închegat un nucleu atomic? Ce este un mezon și ce legătură există între el și forţele nucleare din moment ce în nucleu nu există suficientă energie pentru generarea unui mezon?

Este limpede că unii dintre auditori se molipsiseră de acea curiozitate științifică datorită căreia oamenii de știință studiază legile naturii, iar eu eram bucuros să răspund la întrebările lor. Rolul oamenilor de știință în societate este tocmai acela de a încerca să rezolve probleme legate de legile naturii. Dacă a apărut cerinţa de a se cunoaște soluţiile, este treaba lor să le găsească. În același timp, este oricînd o plăcere să fii în măsură de a transmite cunoștinţe celor setoși de a ști.

Totuși, este evident că în cele cîteva minute rezervate pentru întrebări și răspunsuri nu puteam pătrunde prea adînc în aceste probleme. Un anumit răspuns putea fi legat de cunoștinţe de teorie cuantică și era greu de presupus că cel ce punea întrebarea este familiarizat cu această disciplină. Chiar dacă aș fi avut timpul necesar pentru a explica principiile teoriei cuantice, ar fi trebuit ca auditorii să aibă la bază cunoștinţe despre atom sau despre unde. Răspunsul la o întrebare s-ar fi transformat, pînă la urmă, într-un ciclu de lecţii. În același timp însă am observat că, ori de cîte ori se putea da răspunsul la o întrebare fără a reveni prea mult în urmă pînă la noţiunile de bază, necesitatea de a folosi un limbaj simplu și de a evita matematica nu constituia un obstacol. De fapt, adeseori mi-am dat seama că demonstrarea unor fapte pe cît posibil în termeni simpli, netehnici, mi-a permis să le înţeleg eu însumi cu mai multă claritate decît atunci cînd le priveam numai în forma lor matematică.

Aceasta mi-a sugerat ideea de a încerca să expun principiile fizicii moderne într-un limbaj simplu și fără a presupune existența unor cunoștințe prealabile. Experiența de care dispuneam îmi îngăduia să cred că acest lucru se putea face într-un spațiu rezonabil și că, în același timp, îmi voi limpezi eu însumi ideile.

M-am străduit să scriu o carte pe înțelesul nespecialiștilor. Am presupus că cititorul nu are la bază cunoștințe științifice speciale, dar cei care posedă unele cunoștințe de fizică o vor urmări cu mai multă ușurință. Aceasta se aplică în special la primele două capitole. Întrucît mecanica și electricitatea sînt familiare multor cititori, în aceste domenii am recurs la argumentări mai amănunțite pentru a da astfel unele exemple tipice de raționamente fizice, pe care în capitolele următoare am fost nevoit să le expun mai superficial. S-ar putea deci întîmpla ca unii cititori, mai puțin obișnuiți cu modul de a raționa al fizicianului, să găsească unele părți din primele două capitole puțin cam complicate. Sfatul meu este să citească mai departe și să revină asupra lor, dacă va fi necesar, pentru orice chestiune citată în capitolele următoare și care s-ar părea importantă pentru înțelegerea celor ce urmează.

De asemenea s-ar putea ca unii cititori să cunoască mai multă matematică decît folosesc eu aici; dar introducerea a ceva mai multă matematică ar fi practic inutilă dacă cititorul nu ar stăpîni pe deplin ecuațiile diferențiale. Pentru acei cititori ale căror cunoștințe de matematică merg atît de departe, ar fi preferabile cărți de un nivel mai înalt. Am constatat însă că nici studentului în fizică nu-i strică să vadă faptele și argumentarea lor expuse într-o formă simplă, descriptivă. În conferințele adresate studenților avansați în fizică, am folosit cu succes unele dintre exemplificările pe care le-am elaborat cu prilejul scrierii acestei cărți.

Aș considera efortul depus de mine pentru scrierea cărții la fel de bine răsplătit dacă aș reuși să arăt unora dintre cititori, care nu au luat niciodată contact cu știința, unele dintre scopurile, metodele și concluziile omului de știință. În zilele noastre, cînd predomină învățămîntul specializat, se vorbește mult despre omul de știință sau specialistul cu preocupări înguste, în a cărui formație culturală au fost neglijate toate valorile general-umane, inclusiv artele și disciplinele științifice umaniste. S-ar putea întîmpla ca acest tip de om să existe cu adevărat, deși în acest caz ar fi cu totul diferit de majoritatea oamenilor de știință sau a specialiștilor pe care îi cunosc

eu. Sînt însă convins că există şi cealaltă extremă, persoane a căror cultură generală s-a concentrat asupra artelor şi disciplinelor umaniste şi care nu manifestă cîtuşi de puţin interes pentru ştiinţele naturii. De fapt, mai există mulţi pedagogi care consideră ştiinţa ca avînd prea puţină valoare educativă. Concepţia lor asupra lărgirii bazelor culturii generale pentru specialiştii în umanistică constă în introducerea unor discipline ca istoria ştiinţelor sau filozofia ştiinţei, al căror studiu ar fi mai „respectabil" decît al ştiinţei ca atare. Acestea sînt într-adevăr obiecte atrăgătoare, dar nu cred că ar fi de vreun folos să le studiezi fără o înţelegere a principiilor ştiinţei însăşi. Altminteri, încercările lor se aseamănă cu străduinţa de a preda istoria artelor unei persoane care nu a văzut niciodată o pictură sau a-l învăţa teorie muzicală pe un surd. De aceea socotesc că, pentru orice încercare de a prezenta nespecialiştilor unele aspecte ale ştiinţei, modul de prezentare pe care l-am ales aici este cel potrivit.

Avînd înaintea mea manuscrisul terminat, sînt pe deplin conştient de omisiunile acestei lucrări. Lăsînd deoparte limitările în ceea ce priveşte tematica însăşi, spaţiul nu mi-a permis să dau amănunte asupra instrumentelor fizicianului sau asupra problemelor practice ale unei ştiinţe care — nu trebuie să uităm niciodată — este o ştiinţă experimentală. Sper că am reuşit ca din atenţia cititorului să nu scape nici un moment calea pe care fizica a ajuns la toate concluziile ei în baza cunoştinţelor experimentale, a experimentării ei. Dar cartea nu oferă un tablou al vieţii experimentatorului şi a ceea ce se petrece în laboratorul său. Unii dintre colegii mei, al căror interes principal pentru fizică se axează pe construirea şi utilizarea unor noi şi ingenioase aparate, ar putea considera într-adevăr că nu am pus nici pe departe accentul acolo unde trebuie.

A fost de asemenea necesar să înfăţişez evoluţia concepţiilor ca pe un proces mult mai rectiliniu decît a fost el în realitate. Nu am putut expune decît concepţiile care au fost verificate de fapte şi nu şi pe cele, mult mai numeroase, care au fost invalidate sau s-au dovedit neconstructive şi au trebuit să fie abandonate. De asemenea nu am încercat să redau ceea ce simte omul care observă cum se dezvoltă şi se confirmă aceste concepţii noi; aceasta a fost bine descris în conferinţele ţinute la Beith de către dr. J. R. Oppenheimer, căruia, la rîndul său, i s-a reproşat de către unii critici că nu a realizat ceea ce am încercat să fac eu în această carte.

În încheiere, aș vrea să mulțumesc acelora cărora le sînt îndatorat. Ideile prezentate în această carte nu sînt cîtuși de puțin originale sau personale; ele fac parte din arsenalul unui fizician modern. Nu le pot prezenta fără a aminti pe mulți profesori, între care Heisenberg, Pauli și mai ales pe Niels Bohr, ca și pe numeroși colegi care m-au ajutat să mă familiarizez cu domeniul acesta și să ajung la un oarecare grad de claritate a ideilor. Mulți prieteni, tineri și bătrîni, mi-au ajutat, servindu-mi într-un fel drept „cobai" asupra cărora am experimentat unele părți ale cărții, și toți au făcut observații valoroase. Țin, de asemenea, să mulțumesc profesorului Lancelot Hogben pentru critica constructivă pe care a făcut-o asupra textului.

INTRODUCERE

Dintre toate ramurile științei, studierea structurii materiei și a legilor care determină fenomenele naturii a exercitat întotdeauna o atracție deosebită. În definitiv, spiritul cercetării științifice își are originea în curiozitatea copilului care trebuie neapărat să desfacă ceasul în piesele alcătuitoare ca să vadă de ce merge, iar căutarea legilor fundamentale reprezintă tocmai această atitudine, dusă pînă la concluzia sa logică.

O dată stăpîni pe mecanismul ceasului, mergem mai departe și ne întrebăm ce anume determină roțile dințate, sau arcurile, sau cifrele luminoase ale cadranului să se comporte așa cum o fac; aceasta ne duce direct la probleme legate de structura materiei. Inițial asemenea probleme erau atît de domeniul fizicianului, cît și de acela al chimistului; dar, întrucît teoria atomică modernă a dovedit că legile chimiei sînt consecințe ale legilor fizicii, progresele ulterioare în cunoașterea legilor fundamentale sînt lăsate în seama fizicienilor.

Cînd vorbim aici despre materie, ne referim numai la materia neînsufletită. Legile naturii care vor fi descrise în această carte nu includ descrierea vieții sau a ființelor vii. Nu ne preocupă aici problema dacă este probabil sau măcar imaginabil ca în viitor comportarea materiei vii să fie descrisă de legi la fel de complete și de cantitative ca cele care descriu astăzi comportarea ceasurilor sau a atomilor.

În această carte voi încerca să schițez ceea ce am ajuns să cunoaștem din structura materiei și din legile care stau la baza ei și voi încerca să prezint unele dovezi care ne dau certitudinea că ne aflăm pe calea cea bună.

Merită să fie menționat un anumit pericol legat de orice descriere sumară a unei ramuri a științei. În interesul simplității expunerii este deseori necesar, cum a fost și în această carte, să citățm numai unul sau numai cîteva fapte ca dovezi ale unei idei teoretice noi și, poate, surprinzătoare. Relatarea capătă astfel ceva din natura unui roman polițist, în

care identitatea criminalului este stabilită doar de un singur fapt important, fără de care problema ar rămîne insolubilă.

Într-adevăr, autorul unui roman polițist îl invită pe cititor să construiască o soluție alternativă, care să se potrivească cu toate indiciile prezentate. În același spirit, autorii cărților de știință popularizată formulează uneori o teorie care ar părea să se potrivească cu probele-cheie de care dispun tot atît de bine ca și punctul de vedere răspîndit în mod curent printre fizicieni sau, poate, chiar mai bine. Aceasta se aplică îndeosebi unor ramuri ca relativitatea sau teoria cuantică, care par să intre în conflict cu bunul-simț. Este deci firesc ca autorul să încerce (așa cum au încercat toți fizicienii) să găsească o teorie mai puțin revoluționară, care să se potrivească cu datele existente.

Dar datele sînt mult mai numeroase decît cele conținute în puținele exemple tipice la care trebuie să se limiteze o expunere succintă cum este cea de față. O argumentare nu este niciodată acceptată în fizică pe baza unui singur fapt experimental. Uneori o singură experiență este de importanță capitală, pentru că ea atrage atenția asupra necesității de a ne revizui concepțiile. Ea poate fi suficientă pentru a sugera o nouă explicație, dar această nouă explicație va fi privită ca ipotetică pînă cînd vor veni s-o confirme noi fapte și pînă cînd previziunile bazate pe noua ipoteză nu vor fi confirmate pe mai multe căi, astfel încît să fim convinși de temeinicia ei.

Oricine vrea să pună în discuție metodele științei trebuie deci să facă cunoștință în detaliu nu numai cu cîteva exemple, ci cu suficiente dovezi, pentru a fi în măsură să judece situația.

Cititorul acestei cărți se află în aceeași situație ca și cititorul unui ziar în care se relatează un proces judiciar. El ia cunoștință de tipul de probe pe care s-a bazat verdictul, dar, dacă vrea să susțină că juriul s-a înșelat, trebuie să adîncească, sub aspectul său tehnic, întregul arsenal de dovezi în baza căruia juriul și-a format opinia.

Cititorul poate să obiecteze aici: dacă fizicienii sînt într-adevăr chiar atît de precauți în formarea opiniilor lor, cum se explică faptul că concepțiile lor asupra legilor fundamentale pot suferi asemenea schimbări radicale ca, de pildă, în cazul relativității, care a dărîmat mecanica lui Newton, sau al teoriei cuantelor de lumină, care a luat teoriei ondulatorii a luminii dreptul de a fi unică? Cum au

putut oamenii de știință să creadă timp de secole în teorii care s-au dovedit mai tîrziu incorecte?

Aceasta este o întrebare importantă. Răspunsul constă în faptul că fizica (ca, de altfel, orice știință experimentală) nu poate pretinde că rezultatele sale ar reprezenta adevărul absolut și definitiv. Se poate afirma doar că avem o anumită imagine din multe puncte de vedere foarte apropiată de adevăr, de fapt atît de apropiată încît pentru cele mai multe scopuri deosebirile nu sînt esențiale. Cu timpul, legile fizicii pe care le-am formulat la un moment dat sînt supuse unei verificări mai precise sau sînt verificate în domenii mult mai largi decît cele pentru care au fost formulate inițial. Astfel apare uneori necesitatea revizuirii lor și legea trebuie lărgită încît să includă fenomene a căror existență nu era bănuită pînă atunci; totuși ea rămîne valabilă, sub prima formă, în toate scopurile practice cînd este vorba de descrierea fenomenelor pentru care a fost dedusă la început.

Cînd, în ultimele capitole, vom trece în revistă cele mai revoluționare schimbări care s-au produs recent în concepțiile noastre, vom vedea că, de fapt, aceste schimbări nu implică înlăturarea vechilor legi ca incorecte, ci numai recunoașterea faptului că ele sînt incomplete.

Acest proces al corectării treptate a legilor cu ajutorul cărora descriem fenomenele naturii reprezintă o trăsătură caracteristică a științei. O analogie simplă ar putea ilustra aceasta. Dacă privim fotografia unui cîmp acoperit de zăpadă, din care o parte este luminată de soare, iar alta este în umbră, vom descrie această fotografie ca fiind alcătuită dintr-o zonă de o nuanță foarte deschisă de cenușiu, aproape alb, și o altă zonă de o nuanță de cenușiu ceva mai închis. Studiind mai îndeaproape aceeași fotografie cu ajutorul microscopului, vom descoperi că zonele cenușii sînt, de fapt, constituite din mici puncte negre — granulele de argint rezultate din procesul fotografic, suprapuse peste un fond alb —, zona mai închisă la culoare deosebindu-se de cealaltă prin faptul că conține mai multe puncte negre.

Într-un sens, această descoperire dovedește că prima descriere era greșită, dar ar fi mai rezonabil să afirmăm că noua descriere o precizează pe cea veche și o înlocuiește atunci cînd ne interesează mult mai multe detalii. Vechea descriere este însă suficient de bună atunci cînd ne interesează să facem o fotografie sau s-o privim. De fapt, fiind mai simplă, ea este cu atît mai adecvată acestui scop.

Dacă ar trebui să ne gîndim la fotografie ca la o puzderie de puncte negre pe fond alb, am ajunge să considerăm fotografiile cu totul inutilizabile în scopuri artistice.

Tot astfel, legile mecanicii lui Newton și teoria ondulatorie a luminii își menţin valoarea pentru cele mai multe probleme practice din domeniul activităţii noastre de toate zilele, deși știm că adevărul pe care îl conţin nu reprezintă întregul adevăr.

În cursul acestei expuneri voi încerca să schiţez modul în care descoperirile din ultimele cinci decenii ne-au condus la lărgirea și corectarea continuă a concepţiilor noastre asupra legilor naturii și să arăt stadiul la care s-a ajuns acum.

Nu voi încerca să urmăresc progresele în ordinea lor istorică. În multe cazuri, desigur, cititorul va trebui să fie condus prin aceleași trepte de raţionament care au fost urmate în însăși dezvoltarea fizicii, dar în alte cazuri este mai simplu să introduc idei noi într-un stadiu mai puţin avansat sau să economisesc timp evitînd drumurile ocolite.

1

Mişcarea şi forţa

LEGILE LUI NEWTON

Mecanica este ramura cea mai veche a fizicii. Ea se studiază amănunţit în şcoală şi, desigur, celor mai mulţi cititori le sînt familiare legile mecanicii. Deseori se uită însă faptul că mecanica este o ramură a ştiinţelor naturii şi că legile ei ne apar din observaţie şi experiment.

În viaţa de toate zilele şi în şcoală, ele ne-au devenit atît de familiare, încît avem tendinţa să le considerăm ca ceva de la sine înţeles. În Anglia, de exemplu, mecanica este considerată adeseori doar ca o ramură a matematicii.

Totuşi, va fi necesar să trecem pe scurt în revistă în acest capitol principiile ei, şi aceasta din două motive. Pe de o parte, deoarece ele reprezintă exemplul cel mai vechi şi mai simplu de aplicare a metodelor cantitative de cercetare la fenomenele naturii şi, pe de altă parte, pentru că mai încolo va trebui să discutăm modificările ce trebuie aduse acestor principii pentru a le putea aplica la mişcarea unor corpuri foarte mici, precum şi la mişcări cu viteze foarte mari. Va deveni atunci necesar să revizuim unele idei, care la prima vedere ne apar ca absolut evidente şi imuabile; trebuie deci să înţelegem bine faptele care stau la baza acestor idei.

Mecanica se ocupă cu mişcarea obiectelor şi cu forţele care le determină să se mişte. A spune că un corp se mişcă este echivalent cu a spune că el îşi schimbă poziţia, şi astfel ne lovim imediat de noţiunea de viteză de schimbare. Astfel, viteza unei particule reprezintă iuţeala cu care îşi schimbă ea poziţia în spaţiu. În cazul particular al unui corp care se mişcă uniform (cu viteză constantă), viteza este raportul dintre distanţa parcursă şi timpul necesar pentru a o parcurge. De exemplu, în cazul unei competiţii sportive, viteza unui alergător, sau a unui cal, sau a unui avion, se determină de obicei măsurînd cu un cronometru timpul necesar pentru a străbate o distanţă dată. Totuşi, dacă

viteza nu este constantă, vom obține rezultate diferite în funcție de lungimea intervalului de timp în care observăm alergătorul. În acest caz, pentru a putea defini o viteză trebuie să ne imaginăm că am putea măsura cu ajutorul unor metode de mare precizie distanța mică parcursă de corp într-un interval de timp foarte scurt. Cum ar spune un matematician, viteza este limita către care tinde raportul dintre distanță și intervalul de timp, cînd acesta din urmă tinde spre zero.

O asemenea definiție a vitezei de schimbare este un concept de bază al calculului diferențial. Majoritatea legilor cantitative ale fizicii pot fi formulate cel mai bine sub formă de ecuații care implică diferențiere, sau, cum se spune, de ecuații diferențiale. Totuși nu vom presupune că cititorul acestei cărți este familiarizat cu analiza matematică și vom evita folosirea ei, deși aceasta va impune deseori prezentarea greoaie, în cuvinte, a unui raționament pe care o ecuație l-ar putea reda mult mai simplu. Unele noțiuni vor trebui chiar lăsate la o parte, ele fiind neinteligibile fără analiza matematică.

Dacă putem evita într-o oarecare măsură formulele analizei matematice, nu ne putem însă dispensa de noțiunea de viteză de schimbare. De altfel, noțiunea de viteză a unui corp este acum destul de familiară, și dacă, pentru a ne imagina metoda „distanței măsurate și a cronometrului" aplicată la intervale de timp infinit mici, ar necesita poate un anumit efort mintal, cititorul este însă, desigur, familiarizat cu urmărirea variației vitezei la un automobil, indicată de vitezometrul său.

Legea cea mai importantă a mecanicii este legea inerției a lui Galileu, care stabilește că un corp lăsat în voia sa se mișcă cu viteză uniformă în una și aceeași direcție.

În zilele noastre, această lege pare că exprimă un lucru aproape de la sine înțeles, deși ea este contrară experienței de fiece zi, care ne arată că în general corpurile tind să se oprească atunci cînd forța care a provocat mișcarea lor încetează să acționeze. Desigur aceasta se explică prin existența forțelor de frecare dintre corpul dat și alte corpuri sau prin rezistența aerului; dacă frecarea ar fi înlăturată, corpurile ar continua să se miște.

Se poate arăta ușor că dacă se reduce frecarea, făcînd ca obiectele să alunece, sau dacă se diminuează rezistența aerului, dînd forme corespunzătoare corpurilor sau golind

spațiul în care se mișcă acestea, concordanța cu legea ideală a lui Galileu va fi tot mai mare. Aceasta dovedește că avem dreptate cînd considerăm tendința corpurilor de a-și înceta mișcarea nu ca pe o tendință naturală, inerentă lor, ci ca fiind datorită unor cauze secundare.

Prin urmare, ori de cîte ori viteza unui corp se schimbă, cu alte cuvinte cînd mișcarea sa este accelerată, spunem că aceasta se datorește unei forțe oarecare. Relația dintre forță și accelerație este descrisă de „a doua lege a lui Newton" (prima fiind principiul inerției al lui Galileu), care stabilește că forța este egală cu masa înmulțită cu accelerația.

Prin accelerație înțelegem iarăși o viteză de schimbare, de data aceasta iuțeala de schimbare a vitezei cu timpul. Putem lua din nou ca obiect de demonstrație automobilul. Senzația pe care ne-o dă un automobil accelerat rapid (sau care frînează brusc, ceea ce înseamnă o accelerație în sens opus) ne este tuturor familiară. Nu este greu să ne gîndim la această accelerație ca la ceva ce se poate exprima într-o formă cantitativă.

De multe ori se discută dacă legea a doua a lui Newton reprezintă o definiție a forței sau a masei ori constatarea unui fapt obiectiv. De fapt, ea este o combinație a acestora; și, cum aceasta este o situație tipică pentru o lege fizică, merită să clarificăm bine lucrurile.

Legea lui Newton stabilește, în primul rînd, că accelerația imprimată unui corp dat de către o forță dată este totdeauna aceeași, independent de cît de repede se mișcă obiectul, precum și de alți factori, ca poziție geografică, anotimpuri, temperatură etc. Aceasta este constatarea unui fapt care poate fi dovedit sau infirmat de observație. Mai departe legea stabilește că, dacă aceeași forță este aplicată unor corpuri diferite, accelerațiile lor se vor afla totdeauna în același raport. De exemplu, dacă un obiect *A* este accelerat de două ori mai mult decît un obiect *B* de către o forță dată, atunci aplicarea oricărei alte forțe va da lui *A* o accelerație de două ori mai mare decît lui *B*. Aceasta este iarăși o constatare a unui fapt. În acest fel putem atribui oricărui corp o mărime, numită inerția lui, și putem determina prin observație raportul dintre mărimea inerției a două obiecte oarecare. Dacă am face aceasta, am constata că inerția este aditivă, adică dacă combinăm două corpuri pentru a forma unul singur, acesta va avea o inerție care este egală cu suma inerțiilor celor două corpuri separate. Din această

cauză este rezonabil să folosim în loc de „inerție" termenul de „masă", pe care l-am definit pe această cale. El este definit însă într-o scară arbitrară, cu alte cuvinte trebuie să desemnăm un corp oarecare și să numim masa sa, de exemplu, kilogram; apoi masele altor corpuri pot fi exprimate ca multipli sau ca fracțiuni ale acestei unități.

Toate cele de mai sus se referă la o forță dată, și cititorul atent trebuie să fi observat că pentru valabilitatea unei asemenea demonstrații este necesar să știm să aplicăm forțe egale unor corpuri diferite. Aceasta ar fi greu de realizat fără ajutorul celei de-a treia legi a lui Newton, care stabilește că acțiunea este egală cu reacțiunea, cu alte cuvinte dacă un obiect A exercită o anumită forță asupra unui alt obiect B, atunci B exercită asupra lui A o forță opusă și egală cu prima forță. Făcînd uz de această lege, putem rezolva acum multe probleme în care corpuri de mase diferite interacționează între ele și să facem astfel comparațiile de care am vorbit.

Constatăm, de asemenea, că diferitele forțe sînt aditive în sensul că, dacă două forțe acționează împreună și în aceeași direcție asupra unui corp, accelerația rezultantă va fi egală cu suma accelerațiilor produse de fiecare forță separat. De exemplu, dacă doi cai trag egal de tare de o căruță, ei îi vor da o accelerație de două ori mai mare decît cea pe care ar produce-o un singur cal. Aceasta este, de asemenea, un fapt experimental și ne ajută să arătăm că definiția forței este rațională.

Pînă acum nu am ținut seama de direcția și de sensul vitezei, accelerației și forței. Dar, în realitate, ele sînt mărimi dirijate — „vectori". Cînd vorbim despre o forță, trebuie să-i specificăm atît mărimea, cît și direcția și sensul, iar atunci cînd vorbim despre adunarea a două forțe, care nu trebuie în mod necesar să se exercite în aceeași direcție, înțelegem forța rezultantă obținută atunci cînd cele două forțe se exercită simultan asupra unui obiect.

Cititorul își amintește, poate, că forța rezultantă poate fi construită desenînd întîi o săgeată în direcția primei forțe, de lungime proporțională cu mărimea sa, și apoi de la capătul său o săgeată în direcția celei de-a doua forțe, de lungime proporțională cu mărimea acesteia. Linia care unește începutul primei săgeți cu vîrful celei de-a doua dă atunci atît direcția, cît și mărimea forței rezultante. Această construcție, arătată în figura 1, este cunoscută sub denumi-

rea de triunghiul forțelor. Dacă mai desenăm două linii pentru a forma un paralelogram, obținem o altă formă a acestei reguli, cunoscută sub numele de „paralelogramul forțelor".

Același principiu se aplică la adunarea a două viteze. Luînd una dintre ele în sens opus celeilalte, putem obține în același mod diferența a două viteze.

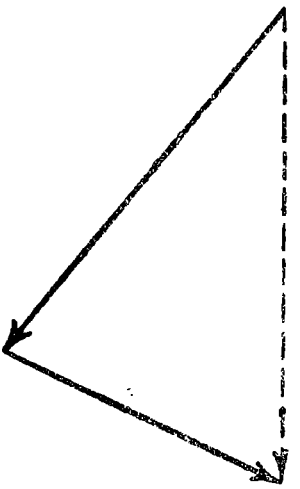

Fig. 1. Compunerea forțelor

Acesta este modul în care trebuie să interpretăm iuțeala de schimbare a vitezei, care, ca și accelerația, intră în cea de-a doua lege a lui Newton. Un corp este deci în mișcare accelerată chiar atunci cînd viteza sa este constantă ca mărime, dar variază în ceea ce privește direcția. Pentru a face ca un corp să se miște de-a lungul unei traiectorii curbate cu viteză constantă, este necesară o forță. Folosind din nou automobilul pentru ilustrare, pasagerul unui automobil care cotește cu viteză mare simte foarte bine forța exercitată asupra sa de către banchetă sau de pereții mașinii.

Accelerația unui corp care se mișcă cu viteză constantă de-a lungul unei curbe este v^2/r, unde v este viteza și r raza de curbură. Acest rezultat poate fi obținut considerînd vitezele corpului în două momente succesive și luînd diferența lor după regula triunghiului sau a paralelogramului. El apare însă ca evident datorită faptului că accelerația trebuie să fie egală cu raportul dintre viteză și timp, sau, cu alte cuvinte, trebuie să fie o distanță împărțită la pătratul unui timp. Or, v^2/r este singurul mod de combinare a vitezei cu raza de curbură care satisface această cerință. Direcția acestei accelerații formează un unghi drept cu direcția de mișcare în momentul respectiv și este îndreptată către centrul de curbură.

Pentru a menține o particulă în mișcare de-a lungul unei curbe este deci necesară o forță în aceeași direcție și de mărime mv^2/r, unde m este masa obiectului.

Deși această forță este îndreptată înspre centrul de curbură, ea este numită uneori „forță centrifugă". Această denumire se datorește faptului că, în virtutea celei de-a treia legi a lui Newton, forța exercitată de corp asupra oricărui alt corp

care îl silește să se miște pe traiectoria curbă este îndreptată în afară. Astfel, în timp ce într-un automobil care cotește brusc spre stînga bancheta exercită asupra noastră o forță care ne împinge spre stînga, reacția noastră pe banchetă este să fim împinși spre dreapta, deci dinspre centrul de curbură în afară.

Cu această explicație a ceea ce înțelegem prin accelerație am completat rezumatul legilor de bază ale mecanicii. Pentru orice problemă concretă trebuie, desigur, să adăugăm la aceste legi generale o specificare a forțelor concrete ce acționează și a oricăror condiții impuse mișcării obiectelor considerate.

GRAVITAȚIE ȘI ALTE FORȚE

Dintre forțele care joacă un rol în problemele de mecanică din viața de toate zilele, cea mai importantă este forța gravitației. Ea acționează asupra oricărui obiect în direcție verticală, de sus în jos, și este proporțională cu masa, astfel încît, sub influența numai a gravitației, toate obiectele cad cu aceeași accelerație.

Acesta este un alt exemplu în care o lege generală simplă a naturii pare să contrazică bunul-simț. Simțim intuitiv că o piatră va cădea mai repede decît o bucată de hîrtie și nu putem recunoaște legea generală decît atunci cînd ajungem să înțelegem că hîrtia cade mai lent datorită rezistenței aerului, de care ea este mai puternic afectată decît piatra. Cu alte cuvinte, fenomenul cunoscut al căderii libere a corpurilor este complex. Cazul pentru care ne putem aștepta să fie valabilă o lege simplă este cel al căderii corpurilor în vid. Ne putem apropia de aceste condiții ideale observînd cum cad corpurile într-un tub din care s-a scos aerul.

Faptul că forța gravitației care acționează asupra unui corp, adică greutatea sa, este exact proporțională cu masa (sau cu inerția) sa, este, în această fază a cunoștințelor noastre, o coincidență surprinzătoare. Vom vedea mai tîrziu că în teoria generalizată a relativității acestui fapt i se dă un sens nou, legat de natura gravitației.

Newton și-a dat de asemenea seama că forța care face ca obiectele să cadă spre Pămînt este numai un caz special al unei atracții generale între două mase, oricare ar fi ele, și că tocmai acestei atracții i se datorește faptul că Pămîn-

tul și celelalte planete se mențin pe traiectoriile lor în jurul Soarelui. Intuiția noastră este din nou contrazisă de faptul că puternicele forțe de atracție nu duc la căderea Lunii pe Pămînt sau a Pămîntului pe Soare, căci nu sîntem obișnuiți să avem de-a face cu corpuri supuse la atît de puțină frecare, încît să-și poată menține viteza milioane de ani. De fapt vedem că este posibil ca un corp să se rotească pe o orbită circulară în jurul unui centru de atracție, cu condiția ca forța de atracție să aibă exact mărimea necesară pentru a-i da accelerația corespunzătoare curburii orbitei. Am văzut că această forță este mv^2/r. Pentru o rază r dată și pentru o forță de atracție dată, există deci totdeauna o anumită viteză la care este posibilă o asemenea mișcare stabilă.

Orbitele planetelor nu sînt exact circulare și o descriere completă a mișcării lor ar cere mai multă matematică decît vom folosi aici, dar ele nu sînt foarte diferite de cercuri, și această deosebire nu schimbă natura problemei. Dacă comparăm perioadele de revoluție a diferite planete și distanțele lor față de Soare, se constată din observație că pătratul perioadei variază cu cubul razei. Dacă ne amintim că viteza v este egală cu circumferința cercului ($2\pi r$) împărțită la timpul de revoluție t, deducem că forța variază invers proporțional cu pătratul distanței pînă la centru.

Raționamente de tipul acestuia l-au condus pe Newton să formuleze legea atracției universale, conform căreia două corpuri oarecare de mase m și M, depărtate unul de altul printr-o distanță r, se vor atrage reciproc cu o forță $\gamma \frac{mM}{r^2}$, unde γ este constanta atracției universale. Newton a arătat că legea atracției universale explică legile lui Kepler asupra mișcării planetelor. Aceeași lege, cu aceeași constantă γ, dă corect intensitatea forței gravitației la suprafața Pămîntului.

Cercetări ulterioare au arătat că mici devieri de la orbitele exacte ale lui Kepler pot fi explicate prin atracția reciprocă a planetelor; devierile sînt deosebit de mari atunci cînd planetele se apropie la distanțe relativ mici una de alta. Toate acestea reprezintă o confirmare pe scară largă a legii proporționalității inverse cu pătratul distanței.

Nu este ușor de determinat constanta γ din această lege, căci nu dispunem de nici o metodă directă pentru cunoașterea masei Soarelui sau a vreunei planete. Singurul mod de

a determina pe γ este să măsurăm forţa de atracţie către un obiect mare, a cărui greutate este determinată cu precizie. Cavendish a făcut tocmai acest lucru urmărind deviaţia unei balanţe sensibile atunci cînd în imediata apropiere a uneia dintre greutăţi se aşază nişte sfere mari de plumb. Cunoscînd astfel din experienţă mărimea γ, putem deduce apoi, după orbitele planetelor, masa Soarelui sau a Pămîntului.

Am discutat pe larg legea gravitaţiei, deoarece, pe de o parte, ea a jucat un mare rol în dezvoltarea mecanicii lui Newton şi, pe de altă parte, pentru că forţa gravitaţiei reprezintă cel mai vechi exemplu de forţă care ascultă de o lege generală şi simplă.

Există însă forţe de multe alte tipuri. Dacă acesta ar fi începutul unui manual de mecanică, am da detalii asupra forţelor importante din diferitele aplicaţii ale mecanicii. Forţele care acţionează între corpurile în contact, inclusiv presiunea de contact şi frecarea dintre ele, şi forţele elastice care tind să redea corpurilor dimensiunea lor normală, inclusiv forţa din arcul care face ceasul să meargă, constituie cîteva exemple. De asemenea există forţe de presiune în lichide şi în gaze, inclusiv forţa care menţine un vapor la suprafaţa apei şi presiunea aburului în locomotivă sau cea a gazelor fierbinţi de ardere din motorul automobilului.

Vom vedea însă mai tîrziu că toate aceste tipuri de forţe sînt legate de structura materiei şi pot fi explicate cunoscînd principiile structurii materiei. Deoarece materia este constituită din atomi, aceste forţe sînt în ultimă instanţă consecinţe ale forţelor care acţionează între atomi.

În afară de aceasta mai există un gen de forţe care joacă un rol în experienţa noastră de toate zilele, şi anume forţele electrice şi magnetice, de care ne vom ocupa în capitolul următor.

IMPULS ŞI ENERGIE

În discuţiile ulterioare va fi uneori nevoie să ne referim la alte cîteva legi din mecanică, consecinţe ale legilor lui Newton. Una dintre acestea este legea conservării impulsului. Prin impuls al unui corp înţelegem produsul dintre masa şi viteza sa. Viteza de schimbare a impulsului este

deci egală cu masa înmulțită cu iuțeala de schimbare a vitezei, adică este egală exact cu forța care acționează asupra obiectului.

Să considerăm două corpuri A și B, care exercită forțe unul asupra celuilalt (de exemplu ele se pot atrage unul pe altul). În acest caz, viteza de variație a impulsului lui A este forța exercitată de B asupra lui A, iar viteza de variație a impulsului lui B este forța exercitată de A asupra lui B. În virtutea legii acțiunii și reacțiunii, cele două forțe sînt opuse și egale, deci în orice moment dat impulsurile lui A și B se schimbă cu cantități de semn opus, adică suma impulsurilor lor este constantă. Aici suma trebuie înțeleasă, desigur, în sensul regulii triunghiului sau a paralelogramului.

Este ușor de văzut că acest rezultat se poate extinde la orice număr de corpuri, cu condiția ca singurele forțe prezente să se datorească interacțiunilor dintre corpurile respective, fără să intervină nici o forță exterioară.

În felul acesta am stabilit legea conservării impulsului: dacă singurele forțe care acționează într-un sistem mecanic oarecare sînt forțele exercitate de unele părți ale sistemului asupra altora, impulsul întregului sistem rămîne constant.

În cazul particular a două corpuri mici de mase egale, suma impulsurilor lor este $mv_1 + mv_2 = m(v_1 + v_2) = 2m\left(\frac{v_1 + v_2}{2}\right)$. Expresia din paranteză reprezintă viteza lor medie, egală cu viteza unui punct care se află totdeauna la jumătatea distanței dintre cele două corpuri. În acest caz particular putem afirma deci că, oricare ar fi forțele cu care se atrag sau se resping cele două corpuri, punctul care se află la jumătatea distanței dintre ele se va mișca totdeauna cu viteză uniformă în linie dreaptă. Dacă particulele au mase diferite, această afirmație rămîne valabilă pentru un punct, numit centru de masă. Poziția centrului de masă poate fi calculată în modul următor: dacă cele două corpuri se mișcă de-a lungul unei linii drepte și se află la distanțele x_1, respectiv x_2 de un punct fix, atunci centrul lor de masă se află la distanța $x = \frac{m_1x_1 + m_2x_2}{m_1 + m_2}$ față de același punct de referință. Se vede ușor că acest centru de masă se află mai aproape de corpul mai greu dintre cele două. În același mod se poate defini centrul de masă a mai multor corpuri. Impulsul total este totdeauna egal cu Mv_C, unde M este masa

totală a tuturor obiectelor și v_G este viteza centrului lor de masă.

Următoarea noțiune importantă pe care o vom discuta este noțiunea de energie. Pentru a o înțelege, să considerăm în primul rînd un corp care cade liber sub influența gravitației, presupunînd din nou neglijabilă frecarea sa cu aerul. Să vedem care este relația dintre distanța străbătută de un corp în cădere și viteza pe care a dobîndit-o astfel. Ar fi o greșeală evidentă să ne închipuim că viteza corpului ar trebui să crească proporțional cu distanța. Aceasta nu corespunde realității, deoarece forța gravitației este constantă și deci, conform legii lui Newton, viteza corpului crește proporțional cu timpul. Cu alte cuvinte, viteza crește, în fiecare secundă cu aceeași cantitate. Dar dacă viteza crește, distanța parcursă în fiecare secundă crește și ea, și deci aceeași creștere de viteză are loc pe o distanță mai mare. Cu alte cuvinte, viteza crește mai puțin decît proporțional cu distanța.

Această afirmație o putem prezenta sub o formă cantitativă în modul următor. Să presupunem că la timpul t_1 corpul are viteza v_1 și, într-un moment următor foarte apropiat, t_2, viteza v_2. Legea a doua a lui Newton ne spune că $v_2 - v_1 = g(t_2 - t_1)$, unde g, accelerația gravitației, este constantă. Acum, dacă în primul moment distanța de la punctul de pornire este s_1 și în al doilea moment este s_2, avem $s_2 - s_1 = v(t_2 - t_1)$. Care este viteza v pe care trebuie s-o folosim în această ecuație? Întrucît viteza particulei nu este constantă, ci mai mică la început și mai mare spre sfîrșit, este rezonabil să luăm media vitezei în acest interval de timp, egală cu $\frac{1}{2}(v_1 + v_2)$. Aceste considerații sînt întotdeauna valabile, cu oarecare aproximație, pentru intervale de timp foarte mici. Ele se dovedesc exacte pentru orice mărime a intervalului de timp în cazul unei accelerații uniforme, așa cum am și presupus. Exprimînd deci în ecuația noastră inițială pe $t_2 - t_1$ în funcție de distanța parcursă, găsim ușor

$$\frac{1}{2}(v_1 + v_2)(v_2 - v_1) = g(s_2 - s_1)$$

sau, înmulțind primele două paranteze,

$$\frac{1}{2}v_2^2 - \frac{1}{2}v_1^2 = g(s_2 - s_1).$$

Prin urmare, nu viteza, ci jumătate din pătratul vitezei crește cu aceeași mărime dacă particula a parcurs din nou aceeași distanță. Făcînd uz de faptul că forța este egală cu masa înmulțită cu accelerația, acest rezultat poate fi scris sub forma:

$$\frac{1}{2} m(v_2^2 - v_1^2) = F(s_2 - s_1),$$

unde F este forța. Să considerăm mai departe un anumit interval de drum și un număr de corpuri care, pornind de la diferite înălțimi, străbat în cădere acest interval. Vitezele acelor corpuri, care au pornit de la o înălțime mai mare și deci au atins o viteză mai mare, vor crește mai puțin la trecerea prin acest interval, dar mărimea $^1/_2mv^2$ va crește cu aceeași cantitate pentru toate corpurile.

De aici putem trage imediat cîteva concluzii utile. Să presupunem, de pildă, că aruncăm un corp vertical în sus și așteptăm ca el să se înapoieze. Cu ce viteză va ajunge corpul înapoi la noi? Răspunsul (făcînd din nou abstracție de rezistența aerului) va fi: cu aceeași viteză cu care l-am aruncat, dar, evident, de sens opus. Aceasta se poate arăta în felul următor: să ne imaginăm că urmărim corpul în ascensiunea lui și punctăm fiecare porțiune de un centimetru din drumul parcurs de el. Cînd corpul străbate o anumită porțiune de acest fel, mărimea $^1/_2mv^2$ se micșorează cu o cantitate anumită (și anume de F ori un centimetru), iar apoi, cînd corpul se înapoiază și străbate aceeași porțiune, mărimea $^1/_2mv^2$ va crește din nou cu aceeași cantitate. Prin urmare, cînd corpul se înapoiază la punctul de plecare, $^1/_2mv^2$ va fi crescut cu atît cu cît a scăzut în timpul ascensiunii și va atinge din nou valoarea inițială din momentul aruncării.

Mărimea $^1/_2mv^2$ se numește energie cinetică. Asemenea denumiri pentru mărimile mecanice sînt, în oarecare măsură, arbitrare și nu trebuie să încercăm să le atribuim vreo semnificație legată de utilizarea lor în afara domeniului științific și tehnic. De exemplu, expresia „un om foarte energic“ are, probabil, mai multă analogie cu noțiunea de putere decît cu cea de energie.

Am stabilit, prin urmare, că energia cinetică a unui corp în cădere liberă, care străbate distanța s, crește cu Fs, unde F este forța. Sau, dacă corpul se ridică la o înălțime h, energia sa cinetică se micșorează cu Fh, în așa fel încît, dacă

corpul cade sau se ridică, suma $^1/_2 mv^2 + Fh$ rămîne constantă. Acesta este un caz particular al legii conservării energiei. În timp ce prima mărime am denumit-o energie cinetică, cea de-a doua, Fh, se numește energie potențială.

Cum se modifică acest rezultat dacă avem de-a face nu cu forța gravitației, ci cu o altă forță? În primul rînd trebuie să menționăm că alte forțe nu au, în general, aceeași intensitate în diferite puncte ale spațiului. Ne vom limita, pentru moment, la cazul unui corp care se mișcă pe o dreaptă și vom presupune că forța care acționează asupra corpului în orice punct dat al acestei drepte nu depinde de momentul de timp sau de viteza cu care el străbate punctul considerat. În acest caz putem folosi relația: $\frac{1}{2} mv_2^2 - \frac{1}{2} mv_1^2 = F(s_1 - s_2)$ pentru intervale foarte mici, în care forța poate fi considerată constantă. Expresia din partea dreaptă a ecuației este denumită lucru mecanic efectuat de către forța F. Dacă corpul străbate o distanță dată, pentru a calcula lucrul mecanic efectuat trebuie să adunăm lucrul efectuat de această forță pe diferitele intervale mici. Cînd corpul se înapoiază la punctul de plecare după ce a străbătut fiecare interval de două ori în sensuri opuse, creșterea energiei cinetice în timpul mișcării într-un sens va fi compensată prin scăderea ei la mișcarea în sensul opus și deci se verifică din nou faptul că corpul se înapoiază în punctul de plecare cu viteza inițială.

Forțele pentru care această afirmație este justă se numesc forțe conservative, deoarece pentru ele se verifică legea conservării energiei. Putem defini energia potențială într-un punct dat ca lucrul mecanic total efectuat de corp în mișcarea lui de la punctul considerat pînă la un punct de referință. Întrucît unicul scop pentru introducerea energiei potențiale este acela de a compara valorile ei în diferite puncte, este limpede că un sens bine precizat îl au numai diferențele de energie potențială; putem deci calcula energia potențială față de un punct de referință cu totul arbitrar, cu condiția de a păstra în mod consecvent convenția aleasă.

Există totuși, evident, forțe care sînt neconservative; în particular, toate forțele care depind de viteza corpului. Un exemplu îl constituie forța de frecare, deoarece acțiunea ei este totdeauna opusă sensului de mișcare al corpului. Dacă un corp se rostogolește pe suprafața unei mese, atunci, străbătînd o anumită distanță, el va pierde o parte din viteza

sa; dacă în mișcarea sa ulterioară se va înapoia la punctul de plecare, parcurgînd același drum, el nu va recîștiga energia cinetică pe care a pierdut-o, ci, dimpotrivă, pierderile de energie cinetică vor crește și mai mult. Într-adevăr, este evident că forțele care depind de viteză nu pot fi conservative (pentru un corp ce se mișcă în linie dreaptă), întrucît corpul, putînd trece prin același punct cu viteze diferite în sensuri diferite, modificările în energia lui cinetică nu se vor compensa niciodată.

Forțele neconservative pot duce atît la o scădere, cît și la o creștere a energiei cinetice. Un exemplu îl constituie forța aburului care acționează asupra pistonului mașinii cu abur. Mașina cu abur este în așa fel construită, încît aburul apasă asupra pistonului cînd acesta iese din cilindru, iar la înapoierea pistonului aburul este evacuat, astfel încît presiunea care se opune mișcării este acum mai mică.

Dacă vom trece de la cazul mai restrîns al mișcării în linie dreaptă la cazul general, nu va mai fi justă afirmația că forțele care depind numai de poziția în spațiu sînt neapărat conservative. Aceasta se poate vedea din următorul exemplu. Să considerăm un corp aflat în bătaia vîntului care suflă peste o cîmpie în așa fel, încît la sol viteza vîntului este nulă, dar crește cu înălțimea. Să presupunem, de asemenea, că vîntul acționează asupra corpului cu o forță care depinde numai de viteza lui în punctul dat și, prin urmare, numai de înălțimea la care se găsește corpul în momentul dat. Fixăm corpul la capătul unei sfori și începem să-l rotim într-un plan vertical în așa fel, încît în partea de jos a circumferinței corpul să se miște în direcție opusă vîntului. Atunci, în partea superioară a circumferinței, corpul se va mișca în direcția forței vîntului, și acesta din urmă efectuează un lucru mecanic pozitiv, adică energia cinetică a corpului crește. În jumătatea de jos a circumferinței, corpul se va mișca în sens opus și, prin urmare, vîntul se va opune mișcării. Dar, după cum am presupus, vîntul este mai slab în apropierea solului și pierderea de energie cinetică va fi aici mai mică decît creșterea ei în jumătatea de sus a circumferinței. De aceea, în condiții ideale, corpul ar cîștiga la fiecare rotire și viteza lui ar crește pînă ce ar deveni comparabilă cu viteza vîntului, cînd nu ar mai fi logic să presupunem că presiunea vîntului depinde numai de poziția corpului, nu și de viteza lui.

Prin urmare, o forță este neconservativă (chiar atunci cînd depinde numai de poziția corpului) dacă efectuează asupra corpului un lucru mecanic în timp ce acesta parcurge o curbă închisă. Această mărime — lucrul mecanic efectuat asupra unui corp care se mișcă pe o curbă închisă — se numește circulație. Deosebirile dintre forțele conservative și cele neconservative vor fi de o mare importanță în cele ce urmează.

Astfel, atît timp cît ne limităm la considerente de ordin pur mecanic, legea conservării energiei este valabilă numai pentru cîteva cazuri foarte speciale și numai rareori pentru problemele practice reale, care de obicei implică ca surse de energie mecanică motoare sau ființe vii sau în cazul frecării și altor aspecte ale forțelor de rezistență care consumă energie mecanică.

Situația se schimbă însă radical dacă ținem seama de faptul că energia mecanică este numai una dintre multiplele forme de energie. De exemplu, cînd frînăm pentru a opri un automobil, deci cînd anihilăm energia lui cinetică, în sistemul de frînare se generează căldură. Cînd în studiul căldurii — despre care se va vorbi pe scurt într-unul din capitolele următoare — au fost introduse metode cantitative, astfel încît a devenit posibilă măsurarea cantității de căldură, s-a stabilit că la anihilarea unei cantități date de energie mecanică apare întotdeauna o cantitate egală de căldură. Aceasta înseamnă că energia mecanică și energia termică se transformă una într-alta într-un anumit raport. Dacă vom denumi echivalentul termic al unei anumite cantități de energie mecanică, pur și simplu, energie termică, atunci frecarea nu va mai anihila energia, ci doar va transforma energia mecanică în energie termică. Invers, o mașină cu abur transformă energia termică în energie mecanică, dar, după cum vom vedea mai departe, aceasta nu este tot ce se poate spune în problema de față, deoarece se dovedește că transformarea energiei mecanice în energie termică este mult mai ușor realizabilă decît procesul invers.

Există și alte forme de energie. Una dintre ele este energia chimică. La arderea cărbunelui, adică la combinarea carbonului și oxigenului pentru a da bioxid de carbon, se naște energie termică aparent din nimic. Legea conservării energiei va fi respectată dacă vom presupune că substanța conține energie chimică, determinată de starea ei chimică,

și că energiile chimice a oxigenului și a carbonului, luate separat, sînt mai mari decît energia produsului rezultat din ardere, a bioxidului de carbon. Cu alte cuvinte, arderea transformă energie chimică în energie termică. În același fel bateria electrică transformă energie chimică în energie electrică, un motor electric energie electrică în mecanică, un reșou electric energie electrică în termică.

Toate aceste forme de energie se pretează la o măsurare cantitativă, și în toate procesele studiate, cînd ele se transformă unele într-altele, energia se conservă. Cînd vom vorbi despre dezvoltarea unor noi ramuri ale fizicii contemporane, vom întîlni multe alte forme de energie, dar niciodată nu vom fi nevoiți să renunțăm la principiul conservării energiei, cu toate că vom întîlni și vreun caz particular cînd vor apare anumite îndoieli. Este foarte probabil deci că conservarea energiei este o lege universală a naturii; deși — ca și în cazul altor legi empirice — trebuie să fim întotdeauna pregătiți pentru îndoială dacă vor fi descoperite fenomene noi care s-o infirme. Totuși, obiecțiile împotriva unei legi avînd un domeniu de aplicabilitate atît de vast ar trebui să se bazeze pe dovezi foarte puternice și convingătoare pentru a putea fi acceptate.

CIOCNIRI

Legile conservării energiei și a impulsului sînt deosebit de comode pentru examinarea unui anumit tip de procese mecanice, și anume al ciocnirilor. Întrucît studierea ciocnirilor între particulele nucleare va avea ulterior o mare însemnătate pentru noi, vom examina acum modul cum se aplică aceste legi de conservare la cazurile simple.

Să considerăm la început un corp, să zicem o bilă de biliard, avînd masa m, care se mișcă cu viteza v și se ciocnește cu o altă bilă, identică, aflată înainte de ciocnire în repaus (ne limităm, pentru moment, la cazul așa-numitei ciocniri centrale, cînd prima bilă se deplasează de-a lungul liniei ce unește centrele celor două bile). La ciocnire, corpurile vin în atingere pentru un interval de timp foarte mic, care depinde de gradul în care ele vor ceda la presiune, adică de însușirile lor elastice. Să ne imaginăm pentru moment că am avea de-a face nu cu bile de biliard, ci cu baloane umplute cu aer. Atunci am vedea că după prima atingere

ele continuă să se apropie unul de celălalt; părțile din învelișul lor care vin în contact se aplatizează și această suprafață de contact crește, în așa fel încît baloanele au o porțiune de suprafață comună. Presiunea gazului din fiecare balon asupra acestei suprafețe devine din ce în ce mai mare. Sub acțiunea ei viteza relativă a baloanelor scade și în cele din urmă ele se despart din nou.

În cazul bilelor de biliard, situația este identică, dar, întrucît acestea sînt mult mai rigide, suprafața de contact rămîne foarte mică, iar timpul cît vin în contact, foarte scurt. Prin urmare, între cele două bile trebuie să acționeze forțe considerabile, capabile să schimbe mișcarea lor într-un interval de timp foarte mic, adică se creeze accelerații mari. Din această cauză putem neglija de obicei toate celelalte forțe care ar putea acționa asupra bilelor în timpul ciocnirii — ca, de pildă, gravitația —, deoarece modificările de viteză pe care ele le-ar putea produce într-un timp atît de scurt sînt neînsemnate. În limitele acestui scurt interval putem examina mișcarea bilelor ca și cum asupra lor nu ar acționa nici un fel de alte forțe decît cele de contact dintre ele.

În această situație putem aplica legea conservării impulsului, deoarece unica forță este interacțiunea dintre cele două bile de biliard. Prin urmare, impulsul dinaintea ciocnirii, care este mv, trebuie să fie egal cu impulsul total de după ciocnire, care este $m(u_1 + u_2)$, unde u_1 și u_2 sînt vitezele bilelor după ciocnire, orientate în lungul aceleiași drepte, întrucît avem de-a face cu o ciocnire centrală. Cu alte cuvinte, legea conservării impulsului cere, în cazul nostru, ca suma vitezelor de mișcare a bilelor după ciocnire să fie egală cu viteza primei bile înainte de ciocnire. Natura însăși a ciocnirii este foarte diferită, depinzînd de faptul dacă în acest proces energia mecanică se transformă sau nu în căldură. Aceasta depinde, la rîndul său, de materialul din care sînt făcute corpurile. Cazul bilelor de biliard se apropie destul de mult de condițiile ideale ale unor ciocniri perfect elastice în care nu se produce căldură. La ciocnirea lor, energia mecanică va rămîne deci neschimbată, cu alte cuvinte energia cinetică dinaintea ciocnirii trebuie să fie egală cu cea de după ciocnire (ce-i drept, în timpul ciocnirii, o parte din energie se transformă în energie elastică, iar apoi din nou în energie cinetică, dar acesta este un amănunt

neinteresant pentru problema studiată). În consecință, putem scrie ecuația: $\frac{1}{2} mv^2 = \frac{1}{2} mu_1^2 + \frac{1}{2} mu_2^2$. Reducînd factorul comun $1/2\, m$ și folosind rezultatul obținut din legea conservării impulsului, putem scrie ecuația de mai sus sub forma $u_1^2 + u_2^2 = (u_1 + u_2)^2$. Aplicînd o formulă algebrică binecunoscută părții drepte a ecuației, obținem:

$$u_1^2 + u_2^2 = u_1^2 + u_2^2 + 2u_1u_2,$$

ceea ce este posibil numai dacă produsul u_1u_2 este egal cu zero. Produsul dintre două numere poate fi egal cu zero numai dacă cel puțin unul dintre ele este zero. Deci sau u_1, sau u_2 trebuie să fie egal cu zero și, prin urmare, una dintre bile trebuie să fie în repaus după ciocnire. Întrucît suma $u_1 + u_2$ trebuie să fie egală cu v, cealaltă bilă trebuie să se miște după ciocnire cu viteza v. Aceasta nu poate fi prima bilă, deoarece, pentru a se mișca în acest fel, ea ar fi trebuit să treacă prin cea de-a doua; rezultă deci că prima bilă se va opri, iar a doua se va mișca mai departe cu viteza v.

Este evident că în raționamentul nostru am uzat de faptul că masele celor două bile erau egale. De aceea putem verifica dacă masele a două bile sînt într-adevăr egale, urmărind dacă prima bilă se va opri după ciocnire. Este o ilustrare a afirmației pe care am făcut-o anterior, că cea de-a treia lege a lui Newton — cu privire la conservarea impulsului — permite compararea rezultatului aplicării aceleiași forțe asupra a două corpuri diferite, și, prin aceasta, compararea directă a maselor corpurilor fără a măsura forța însăși.

Un alt caz extrem este acela al ciocnirii unor corpuri perfect neelastice, cînd energia cheltuită pentru deformarea elastică se transformă integral în căldură. Este limpede că bilele vor continua să se apropie numai pînă la încetarea mișcării lor relative, cu alte cuvinte pînă ce se vor mișca cu aceeași viteză. În cazul a două corpuri egale perfect neelastice (un exemplu bun îl constituie doi bulgări de zăpadă sau de lut), vitezele lor după ciocnire vor fi egale și, ca urmare a conservării impulsului, vor reprezenta jumătate din viteza inițială v.

Pînă aici am vorbit numai despre ciocnirile centrale, în care amîndouă bilele se mișcă de-a lungul liniei drepte pe care a venit prima bilă. Să examinăm acum un caz mai

general, reprezentat schematic în fig. 2*a*. Este clar că forța care acționează asupra bilei *2* nu mai tinde s-o deplaseze exact în direcția verticală, ci o va împinge mai spre dreapta, iar bila *1* va fi deviată spre stînga, după cum arată săgețile de sus. Și în acest caz legea conservării impulsului cere ca suma vitezelor celor două bile după ciocnire să fie egală cu v, dar acum suma trebuie înțeleasă în sensul adunării unor mărimi dirijate (vectori), adică în sensul regulii triunghiului. Figura 2*b* arată cum trebuie să ne imaginăm vitezele u_1 și u_2 pentru ca să dea rezultanta v. Dacă bilele sînt perfect elastice, înseamnă că avem din nou $v^2 = u_1^2 + u_2^2$ și triunghiul reprezentat în fig. 2*b* trebuie să fie astfel, încît suma pătratelor a două laturi (partea dreaptă a ecuației) să fie egală cu pătratul celei de-a treia (partea stîngă a ecuației). Este ceea ce afirmă teorema lui Pitagora, care se aplică numai triunghiurilor dreptunghice; rezultă deci că u_1 și u_2 formează între ele un unghi drept. Prin urmare, dacă un corp în mișcare se ciocnește perfect elastic cu un corp în repaus avînd aceeași masă, atunci — după cum arată legile conservării energiei și impulsului — aceste două corpuri se vor mișca, după ciocnire, sub un unghi drept unul față de celălalt

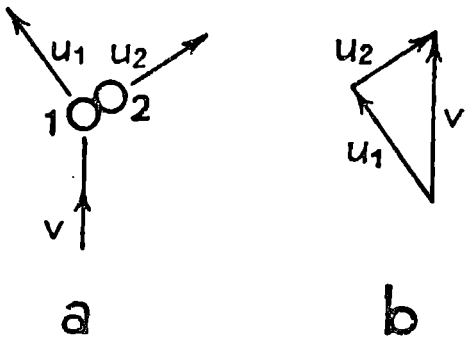

Fig. 2: a) ciocnirea necentrată a două bile de biliard; b) triunghiul forțelor în cazul aceleiași ciocniri

Înainte de a părăsi problema bilelor de biliard, aș dori să menționez că concluziile noastre nu pot fi aplicate fără precauție la cele ce se întîmplă în realitate pe o masă de biliard, deoarece în acest caz bilele se rostogolesc, adică se deplasează și se rostogolesc simultan. Aceasta complică puțin problema și poate modifica într-o măsură oarecare rezultatele.

MOMENT CINETIC

O altă noțiune mecanică importantă de care vom avea nevoie în cele ce urmează este momentul cinetic. Înainte de toate trebuie să explicăm ce este în general un moment. Sub forma cea mai simplă, momentul apare în mecanica

corpului solid, cu toate că corpurile solide, ca atare, nu ne interesează.

Este îndeobște cunoscut că un corp fixat pe un ax poate fi rotit mult mai ușor dacă forța se aplică cît mai departe de punctul de sprijin.

Un exemplu important în această privință îl constituie pîrghia, reprezentată în figura 3. Două greutăți A și B sînt suspendate de sfori în două puncte ale unei bare situate respectiv la distanțele a și b de punctul de sprijin O. După cum se știe, forțele se află în echilibru, adică nu tind să întoarcă pîrghia în vreo direcție oarecare dacă produsul dintre greutatea A și distanța a — dintre punctul de care ea e suspendată pînă la punctul de sprijin — este egală cu produsul corespunzător pentru greutatea B. De aceea eficiența forței în ceea ce privește posibilitatea de a roti corpul în jurul unui ax fix se măsoară prin produsul dintre această forță și distanța dată. Pentru denumirea acestui produs se folosește termenul de „moment". Această metodă de comparare a diferitelor forțe prin momentele lor este folosită la unele tipuri de cîntare.

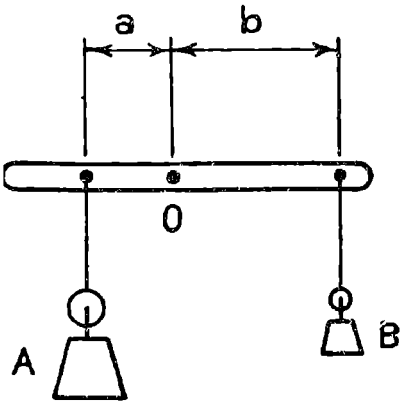

Fig. 3. Pîrghie

În figura 3 a fost reprezentat un caz special cînd amîndouă greutățile trag în direcție verticală de o pîrghie orizontală și, prin urmare, forțele care acționează asupra pîrghiei formează față de ea un unghi drept. O forță care acționează într-o altă direcție, oarecare, poate fi totdeauna descompusă într-o forță componentă perpendiculară pe pîrghie și o altă forță paralelă cu ea. Este evident că forța componentă care acționează de-a lungul pîrghiei nu o va roti în jurul axului său. În figura 4, sfoara care susține greutatea este trecută peste un scripete în linie dreaptă față de pîrghie. Este limpede că forța exercitată de sfoară asupra pîrghiei nu tinde s-o rotească. Prin urmare, putem defini momentul forței în raport cu o axă ca

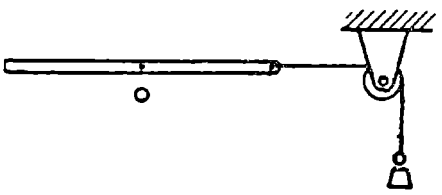

Fig. 4. Cazul cînd nu există moment

produsul dintre distanța de la axă la punctul de aplicație al forței și componenta transversală a forței, înțelegînd prin componenta transversală acea componentă care este orientată perpendicular pe distanța pînă la axă.

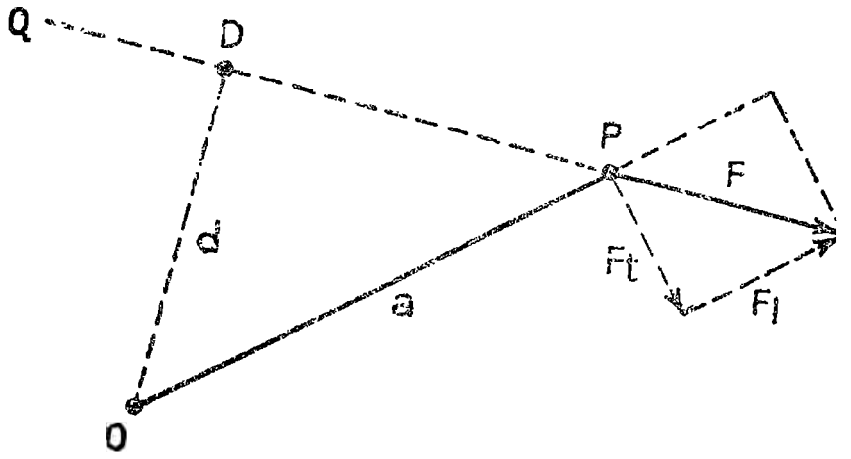

Fig. 5. Momentele în cazul general

Figura 5 ilustrează cele spuse. Săgeata F indică mărimea și direcția forței care acționează asupra corpului în punctul P la distanța a de axa O. Această forță poate fi descompusă, conform regulii triunghiului, într-o forță transversală F_t, care formează un unghi drept OP, și o forță longitudinală F_l. Momentul forței F față de axa O este aF_t.

Momentul forței poate fi exprimat și în alt mod. Să considerăm linia punctată PQ care trece prin P în direcția forței (ea este denumită în mod obișnuit „linie de acțiune" a acestei forțe) și să coborîm din O o perpendiculară pe această linie care o întîlnește în punctul D. Momentul forței este atunci egal și cu Fd, d fiind lungimea perpendicularei.

Cele de mai sus sînt evidente pentru cititorul care își mai amintește unele noțiuni de geometrie, deoarece triunghiul ODP este asemenea cu triunghiul forțelor și, prin urmare, d se află în același raport față de a, ca și F_t față de F. Alți cititori vor accepta, sper, afirmația că cele două expresii ale momentului coincid. Prin urmare, putem spune că momentul unei forțe în raport cu o axă este egal cu forța înmulțită cu distanța dintre linia ei de acțiune și axă.

Definind momentul forței, putem defini într-un mod similar momentul impulsului, sau, cum este denumit în

mod obișnuit, momentul cinetic. El poate fi obținut raționînd în același fel, dar înlocuind forța prin impuls. În consecință, momentul cinetic al unui corp P față de axa O este ap_t, unde a este distanța corpului față de axă, p este mpulsul său (care, după cum știm, este egal cu masa înmulțită cu viteza v), iar p_t este acea componentă a impulsului care formează un unghi drept cu OP.

Ca și în cazul forței, putem scrie momentul cinetic sub forma echivalentă, pd, unde d este distanța dintre axa OP și linia de mișcare a corpului, adică linia care trece prin P în direcția de mișcare.

Folosind aceste definiții, putem deduce din cea de-a doua lege a lui Newton că viteza de variație a momentului cinetic al unui corp în raport cu o axă este egală cu momentul, în raport cu aceeași axă, al forței ce acționează asupra corpului.

Dacă avem de-a face cu mai multe corpuri și dacă anumite părți ale sistemului nostru interacționează unele cu celelalte, aceste forțe de interacțiune nu modifică momentul cinetic total, întocmai ca în cazul anterior cînd am stabilit că ele pot fi ignorate datorită conservării impulsului. Aceasta se poate vedea din figura 6. Fie P și Q două corpuri care interacționează. Din figură se vede că între ele

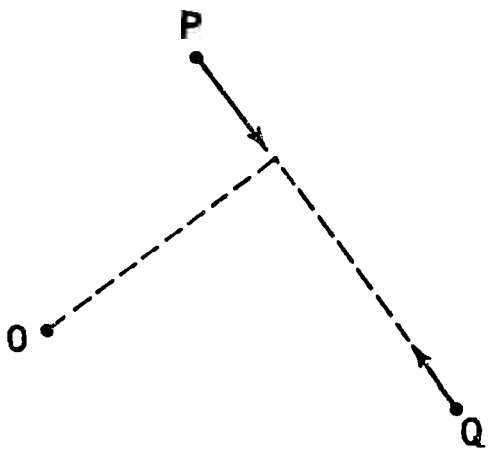

Fig. 6. Demonstrarea conservării momentului cinetic

sînt forțe de atracție, astfel că săgeata din P este îndreptată spre Q și invers. Conform celei de-a treia legi a lui Newton, aceste forțe sînt egale și de sens opus. Este evident că cele două forțe au aceeași linie de acțiune și, prin urmare, d va fi aceeași. Atunci momentele acestor forțe se vor deosebi

numai prin semn, şi momentul cinetic al lui P va descreşte, sub acţiunea forţei din partea lui Q, cu aceeaşi cantitate cu care va creşte momentul cinetic al lui Q. Cele spuse rămîn valabile dacă forţele sînt repulsive, şi pentru orice număr de corpuri.

Aceasta ne conduce la legea conservării momentului cinetic: dacă într-un sistem mecanic, care se poate roti liber în jurul unei axe, singurele forţe ce acţionează sînt cele de interacţiune între diferite părţi ale sistemului, momentul cinetic al acestui sistem în raport cu axa rămîne constant. Legea este valabilă şi în cazul prezenţei unor forţe exterioare, cu condiţia ca ele să nu dea vreun moment faţă de axă, adică ele să acţioneze sau asupra axei însăşi, sau în direcţia acesteia.

Putem deduce acum din legea lui Newton regula de echilibru a unei pîrghii de care ne-am folosit ca punct de plecare în raţionamentul nostru. Într-adevăr, pentru ca o pîrghie să nu se mişte, momentele tuturor forţelor care acţionează asupra ei trebuie să se echilibreze reciproc. Întrucît forţa care acţionează în punctul de sprijin nu creează un moment, diferenţa $aA—bB$ trebuie să fie egală cu zero.

Legea conservării momentului cinetic constituie un instrument util pentru rezolvarea multor probleme de dinamică. Ea este deosebit de importantă pentru problemele legate de rotirea corpurilor în jurul axei lor, de exemplu la studiul învîrtirii titirezului sau în mecanica jocului de crocket; totuşi, aceste aplicaţii sînt greu de descris fără utilizarea matematicii şi, în orice caz, depăşesc cadrul acestei cărţi. Conservarea momentului cinetic se foloseşte, de asemenea, la descrierea mişcării corpurilor într-un cîmp de forţe, de exemplu la mişcarea planetelor în jurul Soarelui. Ea oferă, de fapt, o cale simplă de a demonstra stabilitatea unei asemenea mişcări. Să presupunem că, într-un anumit moment, planeta se află la o distanţă r de Soare şi că ea se mişcă cu viteza v într-o direcţie transversală, adică sub un unghi drept faţă de linia care o uneşte cu Soarele. Atunci momentul cinetic al planetei este, conform definiţiei, mvr. În acest caz momentul ei cinetic trebuie să fie constant, deoarece forţa de atracţie este îndreptată spre Soare şi nu creează vreun moment faţă de acesta.

Să presupunem că, în continuare, planeta s-a deplasat într-un punct care se află mult mai aproape de Soare, la distanţa a de acesta. Datorită conservării momentului

cinetic, avem: $mvr = mau_t$, unde u_t este componenta transversală a vitezei în cel de-al doilea punct. Cu alte cuvinte, $u_t = \frac{vr}{a}$ și, întrucît viteza totală nu poate fi mai mică decît componenta ei transversală, viteza planetei va crește față de viteza din primul punct cel puțin în raportul $\frac{r}{a}$. Pe măsură ce planeta se apropie de Soare, viteza ei ar trebui deci să crească cel puțin în raport invers cu distanța, iar energia ei cinetică, care este funcție de pătratul vitezei, invers proporțional cu pătratul distanței. Dar acest lucru este incompatibil cu legea conservării energiei. Dacă calculăm expresia energiei potențiale datorite atracției Soarelui, adică lucrul mecanic pe care-l efectuează forța de gravitație asupra planetei în timpul mișcării ei dintr-un punct într-altul, constatăm că energia potențială este negativă și variază invers proporțional numai cu distanța. Cu alte cuvinte, datorită legii conservării energiei, planeta nu poate avea, la o distanță foarte mică de Soare, o energie cinetică suficient de mare pentru a fi compatibilă cu cea pe care ar cere-o legea conservării momentului cinetic dacă planeta ar putea într-adevăr ajunge acolo. De aici urmează că, în mișcarea ei, planeta nu se va apropia de Soare la o distanță foarte mică și, în particular, nu va cădea niciodată pe el. Aceasta rămîne valabil atît timp cît ciocnirea cu alte planete sau frecarea cu materia din spațiul interplanetar nu vor crea forțe ale căror momente să modifice în mod apreciabil momentul cinetic al planetei.

Stabilitatea orbitelor planetelor poate fi exprimată și într-un alt mod. Cînd planeta se apropie de Soare, crește viteza ei transversală și, o dată cu ea, forța centrifugă, care se opune mișcării ei pe un cerc în jurul Soarelui. Dar, întrucît forța de atracție nu crește în aceeași măsură, planeta nu se va mișca în realitate pe un cerc, ci curbura orbitei ei va fi mai mică decît curbura unui cerc în jurul Soarelui și, prin urmare, distanța față de Soare va crește din nou.

CONDIȚII INIȚIALE ȘI GRADE DE LIBERTATE

Există încă o trăsătură a legilor mecanicii asupra căreia vreau să atrag atenția. Legile lui Newton ne permit să exprimăm accelerația oricărui corp, adică variația vitezei

sale în funcție de forțele care acționează asupra lui. Dar ele nu ne spun nimic despre locul unde se găsește corpul și nici despre viteza și direcția mișcării. Numai dacă știm poziția și viteza corpului într-un anumit moment inițial, legile arată cum se va modifica viteza în viitor sau cum s-a modificat ea în momentele de timp anterioare; atunci toată mișcarea este determinată. Pentru rezolvarea completă a unei probleme de mecanică, se cer, în consecință, două feluri de informații. Primul fel de informații se referă la legile generale, și anume la legile lui Newton, precum și la forțele care acționează și la modul cum depind ele de poziție și de viteză. Asemenea informații sînt denumite „ecuații ale mișcării". La acestea trebuie să adăugăm, de pildă, cîteva date cu privire la poziția și la viteza corpului în momentul inițial. Acestea sînt denumite, de obicei, „condiții inițiale".

Un asemenea mod de definire a problemelor de mecanică nu este unicul posibil. Uneori, în loc să se dea poziția și viteza în momentul inițial, se definește numai una dintre aceste mărimi, dar se cere ca la terminarea mișcării corpul să ajungă într-un anumit punct din spațiu. De exemplu, ne putem întreba în ce direcție trebuie să tragem cu o armă dintr-un punct dat pentru ca glonțul să nimerească ținta propusă. În acest caz cunoaștem punctul inițial și mărimea vitezei inițiale, dar nu și direcția ei. În schimb specificăm punctul pe care trebuie să-l atingă glonțul. Toate acestea, împreună cu ecuația mișcării, determină de asemenea în întregime problema. Acest gen de informații, care nu se referă exclusiv la momentul inițial, este denumit mai general „condiții la limită". Distincția dintre ecuațiile de mișcare și condițiile la limită se întîlnește în toate domeniile fizicii.

Putem pune acum întrebarea: de ce număr de date trebuie să dispunem pentru a determina o problemă? În cazul unui corp în mișcare, pentru definirea poziției lui sînt necesare trei numere. Este același lucru cu a spune că spațiul are trei dimensiuni. De exemplu, am putea descrie poziția unui punct în apropierea suprafeței Pămîntului, specificînd latitudinea și longitudinea lui geografică și înălțimea deasupra nivelului mării. Pentru definirea vitezei lui sînt necesare de asemenea trei numere: ele ar putea fi, de exemplu, componenta vitezei în direcția est-vest,

cea în direcţia nord-sud şi cea verticală. Sau, în mod alternativ, s-ar putea specifica mărimea absolută a vitezei şi direcţia mişcării, definită, la rîndul său, de două numere: unghiul faţă de verticală şi direcţia planului vertical în care are loc mişcarea.

Dacă problema de mecanică se referă la n corpuri, atunci avem nevoie de $3n$ numere pentru definirea poziţiei şi de alte $3n$ numere pentru viteză. Se poate însă întîmpla ca o parte dintre aceste corpuri să fie legate rigid unele de celelalte, astfel încît ele să nu se poată mişca independent. Aceasta înseamnă că, de fapt, între ele trebuie să acţioneze anumite forţe. În practică însă, forţele care menţin laolaltă, de pildă, părţile diferite ale unei bare de oţel acţionează întotdeauna în aşa fel, încît bara îşi păstrează forma; atît timp cît nu ne interesează forţele interne din bară, nu este necesar să aplicăm legile mecanicii la fiecare dintre părţile ei. În acest caz, pentru a defini în întregime poziţia unui corp rigid, sînt necesare în total şase numere, lucru despre care ne putem convinge în modul următor. Stabilim la început poziţia unui capăt al barei, ceea ce necesită trei numere. Stabilirea poziţiei celui de-al doilea capăt al barei ar fi necesitat şi ea trei numere dacă nu am fi cunoscut lungimea barei şi, astfel, nu am fi ştiut dinainte că acest punct trebuie să se afle la distanţa fixată faţă de primul. Prin urmare, rămîn de stabilit numai două date independente (de pildă direcţia în spaţiu a axei barei, pentru care trebuie să cunoaştem două unghiuri). Fixînd în acest fel cele două capete, mai avem încă libertatea de a roti bara în jurul axei care le uneşte. Prin urmare, pentru definirea completă a poziţiei barei mai este necesar un număr. De aceea se spune că un corp rigid, cum ar fi bara de oţel, are şase grade de libertate. Pentru descrierea mişcării iniţiale, ar fi necesare alte şase numere. Dispunînd de ecuaţiile mişcării şi de cele 12 condiţii iniţiale, s-ar putea descrie în întregime trecutul şi viitorul barei.

Mecanica, pe care am expus-o foarte sumar în acest capitol, a fost prima ramură a ştiinţelor naturii, care a putut fi redusă la cîteva legi fundamentale simple; restul se poate deduce din ele, în caz de nevoie, prin raţionamente matematice. Aplicarea cu succes a mecanicii în astronomie, în balistică şi în diferite probleme tehnice a confirmat temeinicia legilor ei de bază. Sub influenţa acestor succese

ale mecanicii, oamenii de știință, studiind noi fenomene naturale, au încercat să le descrie sau să le explice cu ajutorul modelelor mecanice. După cum vom vedea mai departe, acest lucru este posibil doar în unele cazuri (de exemplu în studiul căldurii), dar nici pe departe în toate. Astăzi ne dăm seama că pentru un studiu complet al naturii neînsufleţite este necesar să alăturăm legilor fundamentale ale mecanicii alte legi ale naturii, dintre care unele ne sînt astăzi binecunoscute, iar altele rămîn de descoperit.

2

Electricitatea și magnetismul

LEGEA LUI COULOMB

Înțelegerea fenomenelor electrice și magnetice cere un efort de imaginație mai mare decît în cazul fenomenelor mecanice. În mecanică vorbim despre mișcarea corpurilor, pe care o putem vedea, și despre forțe, pe care le putem simți. Electricitatea și magnetismul nu au, de obicei, efecte directe asupra simțurilor noastre. E drept că omul care pune două degete la bornele unei prize simte foarte tare existența electricității, dar nu s-ar putea spune că aceasta ar fi o metodă adecvată de studiere a proprietăților circuitului electric.

Totuși, în zilele noastre ar fi greu de găsit un cititor care să nu cunoască cel puțin unele dintre manifestările electricității sau care să nu fie în stare să conecteze o lampă ori să înlocuiască o baterie. Putem deci admite că existența, dacă nu și toate caracteristicile electricității și magnetismului, constituie astăzi ceva de la sine înțeles.

Unul dintre cele mai vechi fapte cunoscute despre electricitate este electrizarea corpurilor prin frecare. Dacă frecăm o vergea de sticlă sau de ebonită cu o stofă, observăm că ea atrage bucăți mici de hîrtie sau de alte substanțe ușoare, cu o forță uneori suficientă pentru a învinge greutatea lor. O variantă modernă a acestei experiențe o constituie următorul joc de societate: frecăm un balon de cauciuc, care altfel n-ar putea pluti în aer, de o îmbrăcăminte din lînă și, sub ochii musafirilor, arătăm că el se lipește de plafon. După cum știm acum, frecînd vergeaua, am făcut ca pe ea să se acumuleze o sarcină electrică, iar interacțiunea a două asemenea sarcini este similară cu atracția gravitațională dintre două mase. Dar, spre deosebire de forțele gravitaționale, care sînt totdeauna de atracție, forțele dintre sarcinile electrice sînt uneori de respingere, alteori de atracție. Comparînd forțele care acționează între diferite corpuri încărcate, se poate vedea că există două tipuri de sarcini, „pozitive" și „negative", și că sarcinile de același semn se resping, iar

sarcinile de semne contrare se atrag. Mărimea forței este, ca și în cazul gravitației, invers proporțională cu pătratul distanței și direct proporțională cu produsul celor două sarcini.

Cantitativ, forța de respingere se exprimă prin legea lui Coulomb, $\alpha \frac{qQ}{r^2}$, unde q și Q sînt cele două sarcini, r distanța dintre ele și α o constantă. Întrucît pînă acum nu am definit mărimea sarcinii electrice decît cu ajutorul acestei legi, avem dreptul să alegem unitatea de sarcină arbitrar și o putem alege astfel încît α să fie egal cu unu. Cu alte cuvinte, unitatea de sarcină este acea sarcină care exercită asupra unei sarcini egale, situată la distanța de un centimetru, o forță de o dină (dina este forța care imprimă unui corp cu masa de 1 g o accelerație de 1 cm/s^2). Legea lui Coulomb ține seama și de semnul forței; dacă q și Q sînt ambele negative sau ambele pozitive, produsul lor este pozitiv, astfel încît obținem o forță pozitivă. Dacă una este negativă și cealaltă pozitivă, produsul lor este negativ și obținem o respingere negativă, adică o atracție.

O lege similară se aplică în magnetism pentru interacțiunea a doi „poli" magnetici. La capetele unei bare de oțel magnetizat găsim ceea ce numim de obicei un pol magnetic.

Acești poli sînt și ei de două tipuri — nord și sud — după cum se îndreaptă spre nord sau spre sud cînd magnetul este suspendat liber, ca acul unei busole. Ca și în electricitate, doi poli identici se resping, iar doi poli opuși se atrag. Mărimea forței corespunzătoare este dată tot de legea lui Coulomb, sarcinile electrice fiind înlocuite aici cu sarcini magnetice.

Sarcina magnetică diferă totuși de sarcina electrică prin faptul că nu putem separa complet niciodată cei doi poli. Nu putem produce un pol nord într-o bucată de fier fără ca în ea să ia naștere și un pol sud. Dacă rupem o tijă magnetizată în două, în fiecare dintre jumătăți apare în dreptul rupturii cîte un nou pol, astfel încît fiecare jumătate are din nou un pol nord și un pol sud, de aceeași intensitate cu cea inițială. Explicația acestui fenomen se va vedea mai departe.

Pînă aici am descris forțele electrice ca o interacțiune dintre două sarcini. În practică ne interesează însă forța exercitată asupra unei singure sarcini, fără să fie necesar să știm dacă ea se datorește unei alte sarcini asemănătoare, aflată în apropiere, sau uneia mult mai puternice, dar mai

depărtate, sau unui număr mare de sarcini diferite, răspîndite într-un mod oarecare în vecinătate. Este deci comod să exprimăm forța exercitată asupra unui corp mic încărcat sub forma qE, unde q este sarcina lui (pozitivă sau negativă), iar E așa-numita intensitate a cîmpului electric, sau, pur și simplu, cîmpul electric. E este o mărime dirijată, deoarece ea trebuie să indice nu numai intensitatea, ci și direcția și sensul forței.

Dacă în spațiul din jurul corpului considerat se află numai o singură sarcină, din legea lui Coulomb rezultă: $E = \frac{Q}{r^2}$, unde Q este mărimea acestei sarcini și r este distanța. Direcția cîmpului electric este, evident, de-a lungul liniei care unește cele două sarcini. Dacă avem însă mai multe sarcini, E trebuie considerat ca suma intensităților cîmpurilor electrice create de fiecare sarcină în parte. E depinde, desigur, de poziția corpului asupra căruia acționează. Putem determina intensitatea cîmpului electric creat de orice sistem de sarcini în orice punct din spațiu, indiferent dacă în acest punct există sau nu efectiv un corp încărcat asupra căruia să exercite o forță acest cîmp. E este în acest caz forța care ar acționa asupra unui corp avînd o sarcină egală cu unitatea, dacă el ar fi plasat în punctul respectiv.

În mod similar vorbim și despre intensitatea unui cîmp magnetic, de obicei notată cu H. Forța magnetică care acționează asupra unui pol de intensitate p va fi atunci pH.

Atît timp cît avem de-a face numai cu electrostatica sau cu magnetostatica, adică cu cîmpurile sarcinilor și polilor în repaus, forțele care acționează sînt conservative, în sensul în care am definit acest termen în capitolul precedent. Aceasta înseamnă că, dacă mișcăm un corp de probă dintr-un punct A într-un alt punct B, forțele cîmpului efectuează un anumit lucru mecanic și, dacă asupra corpului nu se exercită nici o altă forță, energia lui cinetică va crește tocmai cu o valoare corespunzătoare acestui lucru mecanic. Dacă corpul se întoarce apoi în punctul A pe același drum sau pe un altul, lucrul mecanic efectuat de forță va fi de semn contrar și egal cu primul, astfel încît lucrul total efectuat prin mișcarea de la A la B și înapoi la A va fi nul. Sau, cum se mai spune, circulația forței este egală cu zero, în sensul în care am definit această noțiune în capitolul I.

De justețea acestei afirmații ne putem convinge în modul următor. Dacă forța se datorește unei singure sarcini, avem

de-a face cu legea proporționalității inverse cu pătratul distanței, exact ca în cazul fenomenelor care se supun legii newtoniene a gravitației, și de aceea, așa cum am văzut în capitolul precedent, este conservativă. Dacă sînt prezente mai multe sarcini, lucrul mecanic efectuat asupra corpului de probă este suma lucrurilor efectuate de fiecare sarcină. Și întrucît nici una dintre forțele datorite vreuneia dintre sarcini nu efectuează lucru mecanic pe un drum închis, cîmpul rezultant trebuie să fie de asemenea conservativ.

Aceasta ne duce la următoarea concluzie importantă: în cîmpul electrostatic există totdeauna un potențial care variază de la un punct la altul și pe care îl notăm cu V. Acest potențial se definește în așa fel, încît lucrul mecanic efectuat de forța electrică asupra unui corp cu sarcina q, la deplasarea acestuia dintr-un punct A într-un punct B, este egal cu $q(V_A - V_B)$. Expresia din paranteză reprezintă diferența de potențial dintre punctele A și B.

Deoarece lucrul mecanic este egal cu forța înmulțită cu distanța, este ușor de văzut că, dacă cunoaștem potențialul, putem afla intensitatea cîmpului electric ca variația potențialului cu distanța, cu alte cuvinte ca diferența de potențial dintre două puncte vecine, împărțită la distanța dintre ele.

În cazul vergelelor de sticlă sau de ebonită pe care le-am luat ca punct de plecare al expunerii noastre, se constată că o sarcină, o dată plasată într-un punct oarecare de pe suprafața lor, rămîne pe loc. Există însă și alte tipuri de materiale, cunoscute sub numele de conductori de electricitate. Dintre acestea fac parte toate metalele și în mai mică măsură alte substanțe solide, ca soluțiile sărurilor în apă etc. Sarcinile electrice se pot deplasa prin asemenea conductori. Dacă două sarcini egale, dar de semne contrare, ajung într-un fel oarecare la capetele opuse ale unui asemenea conductor, ele se vor deplasa una către cealaltă datorită atracției dintre ele și pînă la urmă se vor uni. După aceasta corpul va deveni neîncărcat, deoarece efectele sarcinilor de semne contrare se compensează reciproc. De fapt, se știe că asemenea conductori conțin totdeauna atît sarcini pozitive, cît și negative, dintre care cel puțin unele pot să se miște liber. (Astăzi se știe că într-un metal sarcinile negative sînt mobile.)

Fie un asemenea conductor, plasat într-un cîmp electric ca în figura 7 (în care este reprezentat un fir metalic aşezat între o sarcină negativă şi una pozitivă). În acest caz, cîmpul electric al celor două sarcini va atrage sarcinile pozitive din metal spre dreapta şi cele negative spre stînga. Cu alte cuvinte, unul dintre capetele firului capătă acum o sarcină strict pozitivă, iar celălalt o sarcină strict negativă. Acestea,

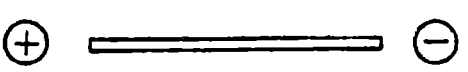

Fig. 7. Conductor plasat între două sarcini de semne contrare.

la rîndul lor, afectează cîmpul electric din vecinătate. Mişcarea sarcinilor va continua pînă cînd de-a lungul conductorului nu va mai exista cîmp electric care ar putea duce la continuarea mişcării sarcinilor în interiorul său. Acest stadiu final se atinge atunci cînd potenţialul electric este acelaşi în toate punctele firului. Dacă ar exista o diferenţă de potenţial între două puncte oarecare din fir, între punctele respective s-ar ivi şi un cîmp electric, ceea ce ar duce la o nouă deplasare de sarcini. Rezultă deci că într-un cîmp static, adică atunci cînd sarcinile sînt toate în repaus, potenţialul oricărui conductor trebuie să fie uniform.

Din aceeaşi cauză, sarcinile de pe un conductor se resping una pe alta şi deci se depărtează pe cît posibil una de alta pînă cînd potenţialul electric este acelaşi în toate punctele conductorului.

Aceasta înseamnă că sarcinile se repartizează, pînă în cele din urmă, numai la suprafaţa conductorului, întrucît sarcina care s-ar afla în interiorul conductorului ar crea în jurul său un cîmp electric, ceea ce ar duce la existenţa unui potenţial variabil. Distribuţia de sarcină la suprafaţa unui conductor depinde de forma acestuia; în cazul unui conductor sferic, sarcina se distribuie uniform pe toată suprafaţa. Aceasta explică celebra experienţă cu cuşca lui Faraday, care a arătat că în interiorul unei cutii cu pereţi metalici de orice formă nu există forţe electrice, indiferent de sarcinile şi cîmpurile electrice din exteriorul cuştii.

Potenţialul electric poate fi măsurat direct cu un aparat cunoscut sub numele de electroscop. Cel mai simplu electroscop se compune din două foiţe metalice subţiri L, suspendate de o tijă metalică, care poate fi adusă în contact cu

conductorul al cărui potențial vrem să-l măsurăm (fig.8). De obicei aceste foițe sînt închise într-un vas de sticlă, pentru a fi protejate de curenții de aer. Dacă placa *P* a electroscopului este pusă în contact cu un corp al cărui potențial este mai mare (se consideră potențiale pozitive) decît cel al electroscopului, sarcina electrică va începe să treacă de la corp la electroscop pînă cînd potențialele lor se egalizează. Foițele se încarcă ambele pozitiv și de aceea se resping între ele. Ca urmare, foițele deviază din poziția verticală, formînd între ele un unghi, așa cum se vede în figură. Acest unghi depinde de raportul dintre forța repulsivă și greutatea foițelor, care tinde să le țină în poziție verticală. Potențialul poate fi deci dedus prin măsurarea unghiului dintre foițe.

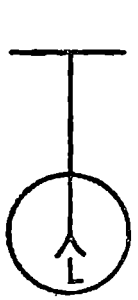

Fig. 8. Electroscop

LINII DE FORȚĂ

Am stabilit acum complet legile electrostaticii aplicate la orice sistem de conductori de formă arbitrară, purtînd orice sarcină. Nu este însă totdeauna ușor să rezolvi o asemenea problemă de statică, adică să determini cum anume trebuie distribuite sarcinile electrice la suprafața unor conductori astfel încît potențialul fiecăruia dintre ei să fie constant. În rezolvarea unei asemenea probleme, ca și în reprezentarea grafică a cîmpului electric, e de un mare ajutor noțiunea de linii de forță.

Am arătat mai înainte că intensitatea cîmpului electric poate fi definită în orice punct din spațiu și că ea este determinată atît prin mărime cît și prin direcție. Putem deci reprezenta un cîmp electric desenînd în diferite puncte mici săgeți, astfel încît direcția fiecăreia dintre ele să indice direcția cîmpului electric în punctul respectiv.

Un exemplu este schițat în figura 9 *a* pentru cazul a două sarcini egale și de semne contrare. Lîngă sarcina pozitivă săgețile sînt îndreptate în sensul îndepărtării de sarcină, deoarece aici un corp de probă încărcat pozitiv va fi respins de către aceasta. Lîngă sarcina negativă săgețile sînt îndreptate înspre sarcină. În alte părți cîmpul electric rezultant poate fi obținut calculînd rezultanta celor două cîmpuri datorite sarcinilor individuale, care satisfac legea

lui Coulomb. Linia de forță este o linie care unește o succesiune de asemenea săgeți în așa fel, încît linia să aibă în orice punct direcția și sensul săgeții, adică a cîmpului electric în punctul respectiv. Este ceea ce s-a și făcut în figura

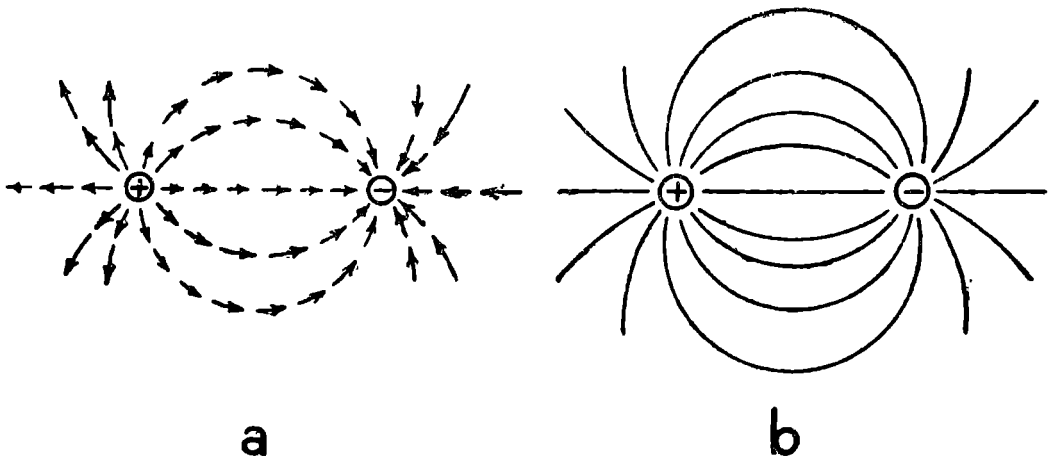

Fig. 9: a) cîmp indicat prin săgeți; b) linii de forță

9 *b*. Cititorii au văzut, probabil, asemenea imagini, formate de pilitura de fier împrăștiată lîngă cei doi poli ai unui magnet permanent. Deși pilitura de fier se așază într-un mod asemănător cu săgețile din fig. 9 *a*, ochiul tinde să formeze o imagine alcătuită din linii continue ca în figura 9 *b*.

S-ar părea că în acest fel liniile de forță ar putea servi numai la indicarea direcției, nu și a intensității cîmpului; o asemenea imagine determină însă și variația intensității cîmpului. Cîmpul este mai intens în punctele unde liniile de forță se îngrămădesc și mai slab acolo unde ele sînt mai depărtate unele de altele. Cu alte cuvinte, densitatea liniilor de forță, adică numărul liniilor de forță care intersectează o mică arie de dimensiuni date, perpendiculară pe direcția lor, este o măsură a intensității cîmpului.

Această afirmație este evidentă pentru cazul cîmpului datorit unei singure sarcini punctuale. Să privim figura 10. În punctul O se află sarcina Q: liniile de forță sînt linii drepte care pornesc din Q, deoarece în orice punct al spațiului forțele cîmpului sînt îndreptate radial dinspre Q. Să considerăm mănunchiul de linii de forță care trece prin micul inel de arie A, a cărui distanță de la Q este r_1; dacă le urmărim mai departe pînă la distanța r_2 pentru a le încercui este necesar un inel mai mare, de arie A_2. Este evident din figură

că diametrele inelelor sînt în raportul r_2/r_1. Cu alte cuvinte, dacă r_2 este de două ori mai mare decît r_1, diametrul inelului A_2 este de două ori mai mare decît cel al inelului A_1. Aria unui cerc variază cu pătratul diametrului său și deci aria lui A_2 este de patru ori mai mare decît cea a lui A_1. Aceasta înseamnă că aria ocupată de același mănunchi de linii de forță este la o distanță r_2 de patru ori mai mare decît la r_1 și deci numărul liniilor de forță pe unitatea de suprafață este de patru ori mai mic. Putem generaliza spunînd că numărul liniilor de forță pe unitatea de suprafață variază invers proporțional cu distanța de la Q, adică în același mod în care variază intensitatea cîmpului electric conform legii lui Coulomb.

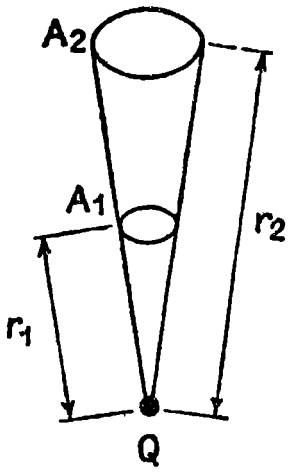

Fig. 10. Liniile de forță și legea lui Coulomb

Nu este tot atît de ușor să se demonstreze justețea acestei afirmații pentru cazul unui număr mai mare de sarcini, dar sper că cititorul o va accepta ca pe o afirmare a unui fapt plauzibil. El este cunoscut sub denumirea de teorema lui Gauss.

Liniile de forță trasate în modul acesta pornesc totdeauna de la o sarcină pozitivă și se termină la o sarcină negativă sau, pentru un sistem deschis care nu e conținut în vreo cutie metalică, unele vin de la infinit (ca în cazul unei singure sarcini negative) sau merg la infinit (ca în cazul unei singure sarcini pozitive).

Se poate arăta ușor că numărul total de linii de forță care pornesc de la o sarcină pozitivă oarecare, de mărime Q, este $4\pi Q$. Într-adevăr, dacă trasăm o sferă de rază r în jurul sarcinii, suprafața ei va fi $4\pi r^2$. Numărul liniilor de forță pe unitatea de suprafață trebuie să fie egal cu intensitatea cîmpului electric la această distanță de sarcină, adică Q/r^2, și deci numărul lor total trebuie să fie $4\pi Q$.

Am văzut, prin urmare, că un cîmp electrostatic are două caracteristici importante. În primul rînd el poate fi descris prin linii de forță, atît în ceea ce privește direcția, cît și intensitatea. Un asemenea tip de cîmp se numește „fără divergență". Riguros, un cîmp fără divergență este acela în care liniile de forță nu pornesc și nu se termină nicăieri. Trebuie deci să completăm afirmația adăugînd că orice sar-

cină pozitivă (negativă) de mărime Q constituie punctul de plecare (de terminare) a $4\pi Q$ linii de forţă. În al doilea rînd, forţele cîmpului electrostatic sînt conservative. Asemenea cîmpuri sînt uneori numite „irotaţionale", întrucît nu se efectuează nici un lucru mecanic atunci cînd un corp de probă se mişcă pe orice circuit închis, întorcîndu-se la punctul de plecare, şi deci forţa nu are tendinţa de a impune unor asemenea corpuri o mişcare de rotaţie. Un cîmp irotaţional este un cîmp fără circulaţie. Să ne oprim asupra unui punct foarte important.

Cele două afirmaţii făcute cu privire la cîmp, şi anume că nu are divergenţă şi că este irotaţional, pot înlocui complet legea lui Coloumb. Dacă ştim de unde pornesc şi unde se termină liniile de forţă şi dacă ştim că ele dau naştere unui cîmp irotaţional întregul lor aspect este determinat univoc.

Exemplul simplu din figura 11 ilustrează bine modul cum cele de mai sus pot fi folosite în practică pentru a determina distribuţia de sarcină şi imaginea cîmpului. În figură sînt reprezentate două plăci metalice paralele, situate la distanţa d una de alta şi care au potenţialele V_1 şi V_2. Un asemenea dispozitiv este denumit condensator. Să examinăm

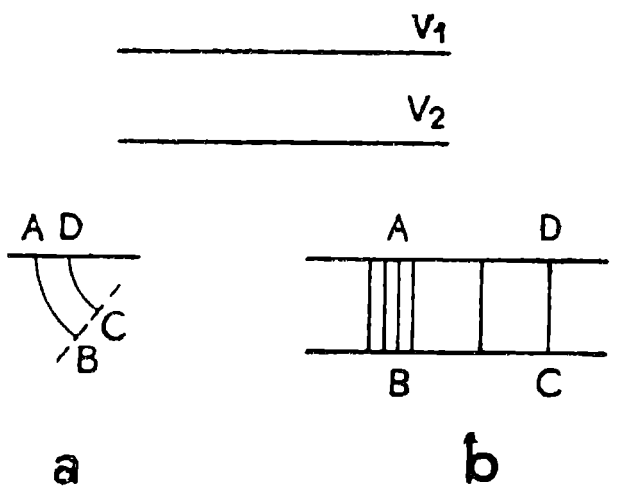

Fig. 11. Condensator cu plăci plan-paralele: a) liniile de forţă trebuie să fie rectilinii; b) liniile de forţă trebuie să fie egal distanţate.

comportarea liniilor de forţă în acest caz. Singurele sarcini prezente sînt cele de pe placa superioară, pe care o presupunem pozitivă, şi cele de pe placa inferioară, pe care o presupunem negativă. Deci liniile de forţă vor porni de la placa superioară spre cea inferioară. Dacă lungimea plăcilor

este mare în comparaţie cu distanţa d dintre ele, aşa cum se vede în figură, aproape toate liniile se află în spaţiul dintre ele. Ele trebuie să pornească perpendicular de pe o placă şi să ajungă perpendicular pe cealaltă. În caz contrar ar exista o componentă a intensităţii cîmpului orientată de-a lungul plăcilor şi potenţialul acestora n-ar mai fi constant. Intensitatea cîmpului este deci în mod necesar perpendiculară pe suprafaţa plăcilor.

Să presupunem acum că, ieşind din placă, liniile de forţă ar tinde să se curbeze, ca în figura 11*a*, şi să considerăm două linii de forţă vecine care pornesc din punctele A şi D. În acest caz, dacă am mişca o sarcină de probă de la A la B de-a lungul unei linii de forţă, cîmpul electric ar efectua asupra ei un lucru mecanic. Dacă sarcina trece pe cealaltă linie, din B în C, nu se efectuează nici un lucru mecanic, deoarece mişcarea are loc în unghi drept faţă de direcţia liniei de forţă şi deci a cîmpului electric. Componenta cîmpului în direcţia de mişcare este deci nulă. În sfîrşit, dacă mişcăm corpul de probă de la C la D, de-a lungul celei de-a doua linii de forţă, ea se mişcă în sens opus forţei electrice, cheltuind pentru aceasta un anumit lucru mecanic. Distanţa dintre liniile de forţă pe care le-am reprezentat rămîne aproximativ constantă, cu alte cuvinte şi intensitatea cîmpului este constantă de-a lungul lor. Cu toate acestea, la întoarcere, corpul de probă parcurge o distanţă mai mică, deci lucrul mecanic cheltuit aici este mai mic decît cel cîştigat pe drumul de la A la B.

În sfîrşit, se observă că pe drumul AD nu se efectuează nici un lucru mecanic, datorită constantei potenţialului plăcii. Prin urmare, cîmpul liniilor de forţă reprezentate în figura 11*a* ar avea neapărat circulaţie.

În acelaşi mod se pot elimina şi alte forme posibile ale liniilor de forţă şi deci se impune concluzia că peste tot, cu excepţia vecinătăţii marginilor plăcii, liniile de forţă trebuie să fie drepte. Densitatea lor trebuie de asemenea să fie uniformă, deoarece în caz contrar ar exista o circulaţie de-a lungul conturului $ABCDA$ (fig. 11*b*), diferită de zero. Deci liniile de forţă sînt drepte şi sînt uniform distribuite în spaţiu. Intensitatea cîmpului are peste tot direcţia verticală şi este de mărime constantă. În acest caz, lucrul mecanic efectuat la trecerea de pe placa 1 pe placa *2* este Ed, E fiind in-

tensitatea cîmpului; dar Ed trebuie să fie egal cu $V_2 - V_1$, deci intensitatea cîmpului este:

$$E = \frac{V_2 - V_1}{d}.$$

Deoarece numărul liniilor care pornesc de pe unitatea de suprafaţă a plăcii este E, densitatea de sarcină pe unitatea de suprafaţă devine $\frac{E}{4\pi}$ sau $\frac{V_2 - V_1}{4\pi d}$.

Rezultatul corect pentru densitatea de sarcină s-ar fi putut obţine şi fără a utiliza noţiunea de linii de forţă, precum şi fără regulile privind natura irotaţională şi nedivergentă a cîmpului. Aceasta ar fi implicat însă folosirea unor mijloace matematice mult mai complicate.

LEGILE CÎMPULUI SAU ACŢIUNEA LA DISTANŢĂ

Am analizat atît de amănunţit exemplul cu condensatorul pentru a ilustra modul cum caracteristicile cîmpului pot fi utilizate pentru a-i stabili topografia. Dar importanţa lor nu constă numai într-o chestiune de comoditate. Am înlocuit legea lui Coulomb prin afirmaţia că cîmpul electric nu are divergenţă şi este irotaţional şi că liniile lui de forţă pornesc de la sarcini şi se termină la sarcini. Prin aceasta am înlocuit acţiunea la distanţă printr-o lege care descrie modificarea cîmpului de la un punct la altul. În formularea legilor de bază ale fizicii a existat totdeauna tendinţa de a evita ideea care admite o interacţiune între corpuri la distanţă. Să luăm un exemplu simplu: soneria mecanică. Trăgînd de mînerul ei de la poartă, facem să sune un clopoţel undeva în casă. Nu ne poate satisface explicaţia cum că mînerul ar exercita o acţiune directă asupra clopoţelului decît cînd ştim că există o sîrmă care le leagă şi că mînerul trage de sîrma legată de el, că fiecare porţiune a sîrmei, cînd este trasă, se întinde puţin şi trage de porţiunea următoare ş.a.m.d. pînă cînd smucitura se transmite soneriei de la celălalt capăt.

Aceste fenomene sînt descrise de legile mecanicii şi de teoria elasticităţii; aceasta din urmă arată că fiecare bucată a sîrmei se opune oricărei încercări de a o întinde. De aceea atît legile mecanicii, cît şi legile teoriei elasticităţii inter-

vin aici ca legi locale, care definesc comportarea sîrmei în toate punctele sale.

Deosebirea dintre această situaţie şi o adevărată acţiune la distanţă devine deosebit de importantă atunci cînd considerăm o sîrmă foarte lungă, ca în cazul sîrmei care acţionează un semafor la calea ferată. În acest caz, uşoara întindere a firului sub efectul tensiunii aplicate este cumulativă şi de aceea cîtăva vreme nu va avea nici un efect vizibil; braţul de semnalizare de la celălalt capăt nu va începe să se mişte imediat ce dispecerul trage de pîrghie. Datorită elasticităţii sale, sîrma transmite semnalul cu o viteză finită.

O dată cu descoperirea electricităţii s-a creat o nouă situaţie; s-ar părea că, potrivit legii lui Coulomb, orice sarcină electrică din orice punct al spaţiului poate fi direct influenţată de prezenţa altei sarcini, plasate cu totul în altă parte. Este deci firesc să se pună întrebarea dacă nu s-ar putea să existe şi aici un agent care să transmită această acţiune. La început s-a încercat să se dezvolte ideea unui mediu mecanic care ar putea mijloci o asemenea transmitere şi care a fost denumit „eter".

Eterul născocit în acest scop trebuia să aibă însuşiri foarte ciudate. Ar trebui să umple întregul spaţiu, deoarece forţele electrice pot fi transmise din orice punct al spaţiului în oricare altul. Ar trebui de asemenea să poată străbate toate corpurile materiale, acţiunea electricităţii putîndu-se transmite prin toate corpurile solide care nu sînt conducătoare de electricitate. Dacă el ar fi într-adevăr un mediu elastic care transmite perturbaţiile electrice în acelaşi mod în care corpurile solide transmit tensiunile şi deplasările, ar trebui să i se atribuie o densitate şi o rigiditate extraordinară, pentru a explica transmiterea acţiunilor cu foarte mare viteză. În acelaşi timp însă ar trebui să permită trecerea prin el a corpurilor solide fără ca acestea să întîmpine vreo rezistenţă sau frecare sensibilă.

Un asemenea mediu ar fi cu totul diferit de orice substanţă elastică cunoscută experienţei noastre, şi încercarea de a explica prin existenţa lui forţele electrice era încă din capul locului puţin atrăgătoare. Ea se reduce la o absurditate dacă ţinem seama că legile elasticităţii nu sînt legi fundamentale ale naturii. După cum vom vedea în capitolele următoare, comportarea corpurilor elastice se explică prin comportarea atomilor din care se compun şi prin interacţiunile dintre

aceştia. Vom vedea de asemenea că aceste forţe interatomice sînt, în ultimă analiză, forţe electrice şi deci, dacă vom încerca să explicăm electricitatea cu ajutorul teoriei elasticităţii, ideile noastre se vor învîrti într-un cerc vicios. Dar, deşi fizicienii au fost astfel siliţi să abandoneze ideea unui eter mecanic, ei au putut menţine pe deplin ideea de cîmp. Legile fizicii descriu comportarea cîmpului electric şi leagă cîmpul dintr-un punct al spaţiului de cel din punctele vecine. Ce anume este acest cîmp electric, în această privinţă putem spune tot atît de puţin cît am putut spune despre noţiunile de masă sau forţă. Fiecare dintre ele reprezintă o noţiune rezultată din experienţă, pe care am găsit-o necesară pentru descrierea legilor naturii. Diferenţa constă numai în faptul că noţiunile de masă şi forţă provin din experienţa direct accesibilă simţurilor noastre, în timp ce noţiunea de cîmp electric s-a născut din experienţa cercetătorului care caută să descopere legile naturii. Nu trebuie deci să ne surprindă că primele două apar la prima vedere mai fireşti şi mai familiare decît ultima.

Pînă acum am avut de-a face numai cu electrostatica sau magnetostatica, adică cu sarcini sau magneţi în repaus. În această fază, alegerea între ecuaţiile cîmpului şi ideea unei acţiuni la distanţă este o simplă chestiune de gust. Am găsit legi pentru cîmpul electric care reprezintă echivalentul legii lui Coulomb şi putem folosi una sau alta din descrieri. Vom vedea însă în cele ce urmează că şi în electricitate, ca şi în cazul acţionării unui semnal prin tragerea unui mîner, acţiunile se transmit cu o viteză finită, deşi foarte mare, şi că pentru a putea explica acest fapt sîntem nevoiţi să recurgem la noţiunea de cîmp.

ELECTROMAGNETISMUL

Primul pas pe care-l vom face după studierea cîmpurilor statice va fi studiul curenţilor electrici. Am văzut deja că o sarcină electrică se poate mişca de-a lungul unui conductor, dar pînă acum nu ne-a preocupat decît starea finală, după ce fluxul de sarcini electrice a încetat. Electricitatea în mişcare de-a lungul unui conductor reprezintă un curent electric. Intensitatea acesteia se măsoară prin cantitatea de sarcină transportată într-o secundă prin conductor. Este uşor să se producă curenţi de durate scurte conectînd cu ajutorul unui

fir metalic doi conductori care au inițial potențiale diferite, de exemplu cele două plăci ale condensatorului din figura 11. Dar întrucît rezerva de sarcini este în acest caz limitată, curentul lor nu va dura mult. Curenți mai stabili pot fi obținuți cu ajutorul acumulatorilor electrici, al căror principiu nu-l vom discuta aici. Este suficient să arătăm că, drept rezultat al unei reacții chimice, în baterie ia naștere o diferență de potențial între cele două borne ale sale.

În modul acesta și în multe alte moduri se poate menține un timp însemnat într-un conductor, un curent constant. Se constată că pentru aceasta este necesar ca între capetele firului să existe o diferență de potențial constantă. Atunci în interiorul firului există un cîmp electric ale cărui forțe acționează asupra sarcinilor din interiorul firului. Într-un asemenea cîmp sarcinile ar fi deci accelerate în mod continuu și viteza lor ar crește dacă nu ar exista o forță de frecare sau vreo formă oarecare de rezistență care să se opună mișcării lor. În mod normal toate metalele posedă o asemenea rezistență finită care se opune totdeauna mișcării sarcinilor și care reprezintă deci o forță neconservativă. La trecerea electricității prin conductori de rezistență finită, o parte din energie se transformă în căldură, și acest fapt este exploatat în radiatoarele electrice sau în lămpile cu incandescență. În cele mai multe aplicații ale electricității, efectul de încălzire este însă dăunător și se încearcă diminuarea lui, întocmai ca în cazul frecării la mașini.

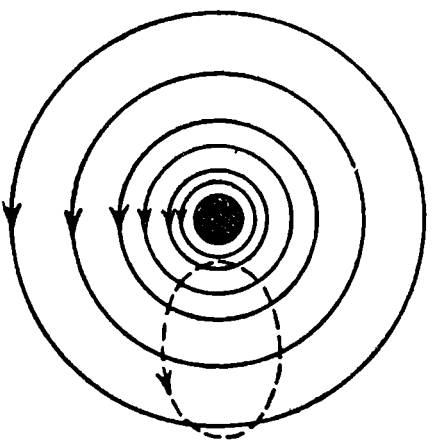

Fig. 12. Cîmpul magnetic din jurul unui curent

De îndată ce studiem curenții din conductori observăm un nou fenomen, și anume faptul că un curent electric dă naștere unui cîmp magnetic. Experiența (de exemplu prin așezarea acului unei busole în apropierea unui conductor prin care trece un curent) arată că liniile de forță ale cîmpului magnetic al unui curent ce trece printr-un conductor lung și drept sînt distribuite ca în figura 12. Aici conductorul este perpendicular pe planul hîrtiei, cercul negru din mijloc reprezentînd o secțiune prin el. Liniile de forță sînt cercuri

în jurul sîrmei. Intensitatea cîmpului scade invers proporțional cu distanța. Ea este proporțională cu intensitatea curentului din conductor și o putem scrie sub forma $H = \frac{2i}{rc}$, unde i este intensitatea curentului (sarcina care trece prin conductor în unitatea de timp) și c o nouă constantă, care poate fi determinată experimental (c este egal cu 30 000 000 000 cm/s). Atunci cînd avem de-a face cu numere așa de mari, nu este comod să scriem toate zerourile; în asemenea cazuri se folosește o prescurtare comodă, care, aplicată la cazul nostru, ne permite să scriem: $c = 3 \times 10^{10}$ cm/s. Într-adevăr, pătratul lui 10 este 100, adică cifra 1 cu 2 zerouri, puterea a treia a lui 10 este 1 urmat de 3 zerouri și în mod similar puterea a zecea a lui 10 este cifra 1 urmată de 10 zerouri.

Este limpede că cîmpul magnetic al unui curent electric nu mai este irotațional. Dacă deplasăm un pol magnetic de-a lungul unuia dintre cercurile concentrice din figura 12, urmăm o linie de forță și forța magnetică exercitată asupra polului va avea totdeauna direcția și sensul mișcării, astfel încît forța va efectua tot timpul un lucru asupra polului. Deoarece lucrul este forța înmulțită cu distanța, se poate vedea ușor că circulația forței pe un cerc de rază r în jurul conductorului este $\frac{4\pi i}{c}$, deoarece circumferința cercului este $2\pi r$. Rezultatul este deci același, indiferent pe care din cercuri se produce mișcarea, și se poate demonstra că el rămîne același chiar dacă mișcarea are loc pe orice alt drum închis care înconjură sîrma. Circulația forței magnetice în jurul unei sîrme prin care trece un curent electric este $\frac{4\pi i}{c}$.

Se poate arăta de asemenea că dacă drumul închis nu înconjură conductorul (de exemplu în cazul liniei punctate din fig. 12) nu există circulație. Explicația constă în faptul că în acest caz polul se va mișca pe o parte din drum în sensul cîmpului și pe cealaltă parte în sensul opus. Dacă sensul cîmpului și sensul de mișcare sînt cele arătate de săgețile din figură, drumul în sensul cîmpului va fi mai lung decît cel în sens opus, dar acolo unde mișcarea se opune cîmpului acesta este mai intens. Rezultă că și aici, pentru întregul spațiu dinafara conductorului, cîmpul satisface legile simple pe care le-am găsit mai înainte: el este nedivergent și irotațional. Cîmpul este irotațional nu-

mai în interiorul conductorului; în acest caz, a doua dintre legile noastre trebuie să fie modificată.

Ceea ce am aflat pînă acum despre legile cîmpului electric și magnetic poate fi rezumat în modul următor: în orice loc unde nu există sarcini și curenți electrici, cîmpurile electric și magnetic sînt irotaționale și nedivergente și pot fi descrise prin linii de forță care nu încep și nu se opresc nicăieri și de-a lungul cărora circulația este nulă. Într-o regiune unde există sarcini, cîmpul electric este divergent; diferența dintre numărul de linii de forță care ies din această regiune și numărul celor care intră în ea este egală cu sarcina totală (adică diferența dintre sarcina pozitivă și cea negativă) înmulțită cu 4π. În prezența unui curent electric, cîmpul magnetic nu mai este irotațional. Circulația cîmpului magnetic pe un contur (drum) închis este egală cu intensitatea globală a curentului care trece prin acest contur înmulțită cu $\frac{4\pi}{c}$.

În această formă, legile sînt valabile numai pentru cîmpuri care nu se modifică în timp, ceea ce corespunde cazului cînd nu se schimbă distribuția de sarcină electrică în spațiu și toți curenții sînt staționari.

Observăm în particular că cîmpul magnetic rămîne aproape totdeauna nedivergent, cu alte cuvinte că liniile de forță magnetică nu pornesc și nu se termină nicăieri. Ele formează circuite închise sau vin de la infinit și merg spre infinit. Aceasta nu ar fi posibil dacă ar exista poli magnetici reali, deoarece liniile de forță magnetice ar trebui să pornească de la ei și să se oprească la ei. Nimeni n-a văzut însă niciodată poli magnetici liberi și, după cum vom vedea mai departe, toate caracteristicile magneților (de exemplu a celor de oțel) pot fi explicate prin existența unor mici circuite electrice în interiorul bucății de oțel. Să ne reprezentăm liniile de forță ale unui magnet în formă de bară. Ele vin de la polul nord, se întorc la polul sud și se închid în interiorul magnetului, înapoindu-se de astă dată de la polul sud la polul nord. În figura 13 *a* se văd liniile de forță externe ale unui asemenea magnet. Figura 13 *b* ne reprezintă cîmpul unei bobine de sîrmă prin care trece un curent. Liniile de forță externe sînt exact ca la magnetul în formă de bară. Ele se închid în interiorul bobinei. Nu trebuie totuși să ne imaginăm magnetul ca pe un simplu curent încolăcit ca în bobină, ci mai degrabă

ca pe un număr mare de circuite foarte mici, distribuite în toată masa oţelului.

Efectul magnetic al unui curent este de cea mai mare importanţă practică. Într-adevăr, curentul electric creează în jurul său un cîmp magnetic, datorită căruia apar forţe

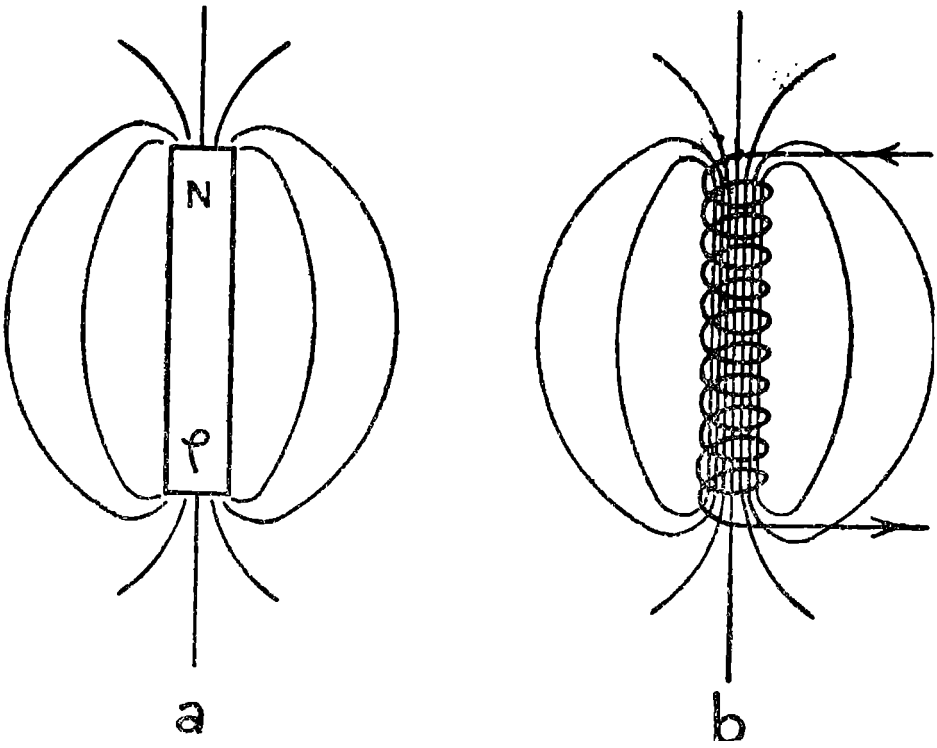

Fig. 13: a) magnet în formă de bară; b) cîmpul magnetic al unei bobine

ce acţionează asupra unui magnet sau asupra unei substanţe cum e fierul, care se magnetizează în prezenţa cîmpului magnetic. Aceste forţe sînt utilizate în foarte multe instalaţii practice; de asemenea el stă la baza unei metode foarte comode de măsurare a intensităţii curentului electric.

Instrumentul pentru măsurarea pe această cale a curentului electric este cunoscut sub numele de galvanometru. În forma cea mai simplă a acestui instrument, curentul este trecut printr-o bobină de sîrmă pentru a se mări efectul său magnetic; un ac magnetic este suspendat ca un ac de busolă fie în interiorul, fie în apropierea bobinei. Deviaţia acului indică intensitatea cîmpului magnetic şi deci a curentului.

Metoda magnetică de măsurare a curentului electric este atît de simplă în comparaţie cu măsurarea directă a sarcinii pe care el o transportă într-un timp dat, încît deseori acest

efect magnetic este considerat ca un mod de definire a intensității curentului. Acest fapt stă la baza introducerii așa-numitelor unități electromagnetice pentru măsurarea curenților. Deoarece în formula care dă intensitatea cîmpului magnetic curentul apare în combinația $\frac{i}{c}$, s-a preferat uneori să se indice intensitatea curentului prin mărimea $\frac{i}{c}$. În această carte nu vom folosi asemenea unități electromagnetice. Le-am menționat doar pentru că unii cititori, familiarizați cu electricitatea, și-ar putea aminti legile pe care le expunem aici, sub forma lor bazată pe unități electromagnetice, și ar putea fi nedumeriți de forma puțin diferită a rezultatelor noastre.

Din legea acțiunii și reacțiunii rezultă că, dacă curentul electric exercită o forță asupra unui magnet, magnetul trebuie să exercite și el o forță asupra curentului electric. Cu alte cuvinte, asupra unui conductor așezat în cîmp magnetic trebuie să se exercite o forță. Există destule argumente bazate pe cea de-a treia lege a lui Newton pentru a ne permite să determinăm intensitatea și direcția acestei forțe. Nu vom dezvolta aici aceste raționamente, ci ne vom mulțumi să dăm rezultatul: forța exercitată asupra unui conductor de lungime l prin care trece un curent de intensitate i situat într-un cîmp magnetic de intensitate H este perpendiculară atît față de direcția cîmpului cît și față de direcția curentului. Intensitatea ei este $F = \frac{ilH_t}{c}$, unde H_t este acea componentă a cîmpului magnetic a cărei direcție este perpendiculară pe direcția curentului.

Forța exercitată asupra unui conductor într-un cîmp magnetic este utilizată în motoarele electrice. Să considerăm, de exemplu, ca în schița din figura 14, o ramă dreptunghiulară peste care s-a înfășurat de mai multe ori un fir prin care trece un curent electric. Rama se poate roti liber în jurul axei OO'. Să presupunem că această ramă a fost plasată într-un cîmp magnetic uniform și vertical. Dacă sensul curentului este de la O la O', forța exercitată asupra firelor din latura superioară a ramei va fi perpendiculară pe planul hîrtiei; să considerăm, pentru fixarea ideilor, că ea este dirijată dinspre cititor spre planul hîrtiei. La partea inferioară a ramei, curentul trece în sens opus și forța va fi deci îndreptată spre noi. Rezultatul este o tendință de a

face rama să se rotească în jurul axei *OO'*. Acest proces continuă pînă ce rama s-a rotit cu un unghi drept, ajungînd în poziţia orizontală. În această poziţie, forţa nu mai contribuie la rotirea ramei. Dacă, datorită inerţiei sale, aceasta continuă să se rotească, latura prin care curentul trece de la stînga la dreapta va fi acum sub cealaltă şi forţa va încerca de data aceasta să întoarcă rama în sensul opus. Pentru a evita aceasta, motorul este înzestrat cu o piesă numită comutator. Acesta este un sistem de contacte mobile cu ajutorul cărora sensul curentului este inversat ori de cîte ori rama trece prin poziţia orizontală. Cînd rama ajunge din nou în poziţia verticală, curentul trece din nou de la stînga spre dreapta în latura superioară a ramei şi forţa continuă s-o împingă în acelaşi sens. Cîmpul magnetic necesar pentru funcţionarea motorului poate fi creat fie de un magnet permanent, fie cu ajutorul unei bobine fixe prin care trece un curent electric.

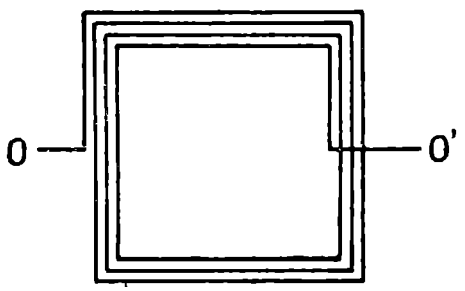

Fig. 14. Principiul motorului electric

În practică, motorul nu constă numai dintr-o singură bobină ce se roteşte, ci din foarte multe asemenea bobine, înfăşurate pe un miez de fier care amplifică acţiunea cîmpului.

INDUCŢIA. GENERATOR ŞI TRANSFORMATOR

Să revenim de la aceste ilustrări practice la legile fundamentale. Întîlnim fenomene cu totul noi cînd studiem cîmpuri sau curenţi variabili, care se modifică în timp, fie datorită faptului că variază sursa care furnizează curentul, fie pentru că se mişcă magnetul sau conductorul care creează cîmpul. Cele mai importante descoperiri privitoare la aceasta le-a făcut Faraday. Dacă o spiră închisă se află într-un cîmp magnetic şi dacă intensitatea cîmpului magnetic sau poziţia spirei variază, în aceasta din urmă va lua naştere un curent. Am văzut mai înainte că pentru a face să treacă un curent de-a lungul unui fir, adică pentru a

face să se mişte sarcinile electrice pe care el le conţine, trebuie ca în lungul firului să existe un cîmp electric. Experienţa arată că, în cazul unei spire circulare de sîrmă, intensitatea cîmpului electric este egală cu $\frac{1}{2\pi rc}$ înmulţit cu viteza de variaţie a fluxului magnetic, adică cu viteza de variaţie a numărului de linii de forţă magnetice care trec prin spaţiul înconjurat de spiră. Rezultatul rămîne neschimbat oricare ar fi modul în care obţinem varierea fluxului magnetic. Putem lăsa nemişcată spira, făcînd cîmpul magnetic să varieze, de exemplu mişcînd un magnet în apropiere sau pornind şi întrerupînd curentul dintr-o bobină alăturată. Acelaşi rezultat se obţine şi în cazul cînd spira de sîrmă se mişcă într-un cîmp constant.

Pe cel de-al doilea procedeu se bazează generatorul electric, care este construit întocmai ca motorul electric din figura 14. Dacă o forţă exterioară roteşte în jurul axei sale bobina dreptunghiulară din figura 14, numărul liniilor de forţă ce trec prin ea variază în permanenţă. El este maxim atunci cînd rama se află în poziţie orizontală şi este egal cu zero cînd ea este verticală. Cînd rama ajunge din nou în poziţia orizontală, dar de data aceasta întoarsă pe dos, liniile de forţă magnetice străbat spira de sîrmă în sens opus. Deci numărul total de linii de forţă sau fluxul care o străbate variază de la o valoare pozitivă maximă, pentru o poziţie orizontală, la o valoare egală, dar de semn opus, pentru cealaltă poziţie orizontală. Viteza de variaţie este maximă în poziţiile verticale; contactul mobil al comutatorului va conecta bobina la circuitul extern tocmai în momentul cînd ea este aproape în poziţia verticală. În felul acesta bobina care se roteşte tinde să trimită în circuitul exterior un curent care îşi păstrează mereu sensul. Folosind foarte multe bobine dispuse sub unghiuri diferite, se poate produce un curent de intensitate aproape constantă.

Pentru obţinerea unei formulări simple a legii ne interesează mai mult situaţia în care spira se găseşte într-un cîmp magnetic variabil. După cum constatăm în acest caz, cîmpul electric care face să treacă curentul prin spiră se deosebeşte de toate cîmpurile electrice pe care le-am întîlnit pînă acum. Aceste cîmpuri erau totdeauna irotaţionale, adică nu efectuau nici un lucru mecanic asupra unei sarcini de probă care ar fi descris un drum închis în cîmp. Acum însă, după cum am văzut, cîmpul acţionează de-a lungul

spirei totdeauna în același sens, iar lucrul mecanic efectuat asupra unei sarcini de probă este egal cu distanța parcursă pe circumferință, adică cu $2\pi r$, înmulțită cu intensitatea cîmpului electric, ceea ce echivalează cu viteza de variație a fluxului magnetic în timp înmulțită cu $\frac{1}{c}$.

Aceasta se dovedește a fi independentă de forma spirei. Putem explica deci fenomenul inducției electromagnetice modificînd precum urmează legea cîmpului electric, stabilită anterior: cîmpul electric este irotațional în absența unor cîmpuri magnetice variabile; în prezența unor asemenea cîmpuri, circulația de-a lungul unui drum închis este egală cu viteza de variație a fluxului magnetic prin spiră, înmulțită cu $\frac{1}{c}$.

Efectul electric al unui cîmp magnetic variabil este de asemenea utilizat în multe aplicații practice importante. Una dintre ele o constituie transformatorul, a cărui schemă de principiu este dată în figura 15. Două bobine A și B sînt așezate atît de aproape una de alta, încît liniile de forță magnetice produse de A (sau cel puțin o parte dintre ele) trec prin bobina B. Între bornele a_1 și a_2 ale bobinei A trece un curent care își schimbă rapid sensul, efectuînd n cicluri complete pe secundă (frecvența n a curentului luat de la rețeaua de tensiune este de obicei de 50 sau 60 de cicluri pe secundă). Cînd curentul își schimbă sensul, își schimbă sensul și cîmpul magnetic produs de el, deci și fluxul magnetic prin bobina B. Această variație duce la apariția unui cîmp electric în bobina B, care de asemenea își schimbă sensul de n ori pe secundă. Dacă conectăm bornele b_1 și b_2 într-un circuit (care de obicei conține și o rezistență), în acest circuit apare un curent electric.

Curentul din circuitul extern nu se deosebește întru nimic de cel care ar fi produs dacă s-ar aplica la bornele b_1 și b_2 o diferență de potențial alternativă; valoarea acesteia este dată tot de intensitatea cîmpului electric în bobină, înmulțită cu lungimea totală a firului din bobină. De aceea adeseori se vorbește despre diferența de potențial sau tensiunea generală de transformator. Acest termen trebuie totuși folosit cu multă băgare de seamă, căci, după cum am văzut, noțiunea de potențial este aplicabilă numai unui cîmp electric irotațional. Într-adevăr, obișnuitele introduceri elementare în teoria electricității în care se pornește

din capul locului de la noţiunea de potenţial pot crea confuzii în mintea cititorului cînd acesta şi-ar pune întrebarea cum variază potenţialul într-un circuit care conţine o bobină de transformator sau un generator electric. Pentru a înlătura această dificultate s-a introdus termenul de „tensiune elec-

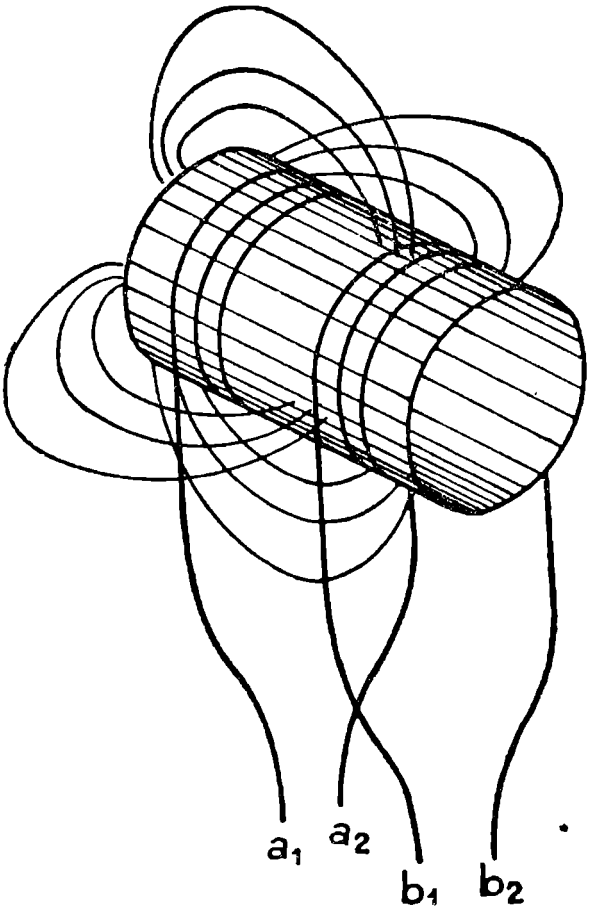

Fig. 15. Principiul transformatorului

tromotoare“ (t.e.m.; o denumire mai veche este „forţă electromotrice“ — f.e.m.) pentru a desemna produsul dintre cîmpul electric şi lungimea firului sau, ceea ce revine la acelaşi lucru, diferenţa de potenţial echivalentă ce ar trebui aplicată la bornele b_1 şi b_2 pentru a obţine acelaşi curent în circuitul exterior.

Dacă se cunoaşte forma bobinei primare *A* şi intensitatea curentului din ea, deci implicit cîmpul ei magnetic şi viteza cu care variază, tensiunea electromotoare în „secundar“ *B* este proporţională cu numărul de spire pe care îl conţine acesta. Mărind deci foarte mult numărul de spire **din**

bobina secundară, se poate obține o tensiune electromotoare foarte mare, dar în schimb nu putem obține din ea decît un curent foarte slab. Într-adevăr, dacă acest curent ar fi prea intens, el ar crea, trecînd prin multe spire, un cîmp magnetic intens, care ar acționa la rîndul lui asupra bobinei primare *A*. De aceea asemenea transformatoare sînt utilizate pentru a obține dintr-un curent alternativ dat un alt curent, de intensitate mult mai mică, dar cu o tensiune echivalentă mult mai mare și care poate trece deci mai ușor prin rezistențe mari. Sau, invers, dacă numărul de spire din bobina secundară *B* este mai mic decît cel din primar, transformatorul poate fi utilizat pentru producerea unui curent de intensitate mult mai mare decît a curentului maxim care s-ar putea obține în circuitul primar.

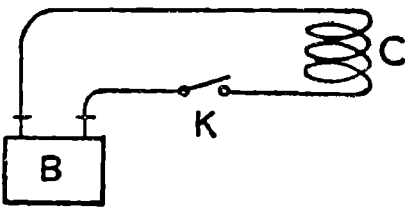

Fig. 16. Autoinducție

Același fenomen de inducție poate prezenta interes chiar atunci cînd avem de-a face cu o singură bobină. În figura 16 vedem un circuit format prin conectarea bobinei *C*, prin intermediul unui comutator *K*, la bornele unei baterii *B*. Dacă întrerupătorul este închis, prin bobină va trece un curent care va da naștere unui cîmp magnetic. Liniile de forță ale acestuia sînt schițate în figura 13*b*. Se poate vedea că ele străbat spirele bobinei. Dacă se întrerupe circuitul prin deschiderea întrerupătorului, curentul va înceta să mai treacă și deci va dispărea și cîmpul magnetic. Fluxul prin bobina *C* suferă deci o variație foarte puternică într-un timp foarte scurt. Conform legii inducției, în acest caz de-a lungul firului bobinei se va crea un cîmp electric foarte intens. Se produce o tensiune electromotoare foarte puternică, de obicei suficientă pentru a face ca sarcinile electrice să străbată aerul din intervalul dintre bornele întrerupătorului, astfel încît apare o scînteie vizibilă. Inducerea unei tensiuni electromotoare într-o bobină datorită cîmpului magnetic al curentului ce trece prin bobina însăși este cunoscută sub denumirea de inducție proprie, sau autoinducție. Un circuit foarte asemănător cu cel din figura 16 este folosit pentru producerea scînteii electrice necesare în cele mai multe dintre motoarele de automobil.

Este instructiv să privim problema şi din alt punct de vedere. După cum vom vedea mai tîrziu, atît cîmpul electric, cît şi cel magnetic conţin energie înmagazinată. De aceea bobina din figura 16, care creează un cîmp magnetic intens, acumulează în timpul cînd este străbătută de curent o cantitate însemnată de energie magnetică. În virtutea legii conservării energiei, această energie înmagazinată nu poate fi distrusă, ci numai transformată în alte forme de energie. Prin urmare, cînd desfacem circuitul într-o parte oarecare a sistemului nostru, trebuie să se efectueze un lucru mecanic. Scînteia vizibilă constituie o indicaţie foarte precisă în privinţa locului unde se efectuează lucrul mecanic. Lumina scînteii arată că aerul din jur s-a încălzit foarte tare şi procesul poate fi caracterizat ca o transformare a energiei magnetice în căldură. Energia magnetică a bobinei tinde astfel să împiedice întreruperea curentului, întocmai cum energia cinetică a unui volant mare se opune încercărilor de a pune capăt mişcării lui de rotaţie.

COMPLETAREA LEGILOR

Ne întoarcem acum la descrierea legilor fundamentale ale cîmpului. Aşa cum au fost expuse pînă acum, ele pot fi aplicate oricărei situaţii cu care ar veni în contact un inginer electrotehnic, cu condiţia ca el să nu se ocupe de frecvenţe foarte înalte. Legile acestea pot descrie corect fenomenele care au loc în circuitele electrice uzuale, generatoare, motoare, transformatoare etc. Totuşi, Maxwell, căruia îi revine meritul de a fi formulat aceste legi într-o formă clară şi completă, a descoperit că în forma descrisă pînă acum ele nu sînt prea consistente şi că ar conţine contradicţii. Pentru a arăta aceasta, să considerăm situaţia arătată în figura 17. Să ne imaginăm un curent alternativ care trece prin conductorul rectiliniu AB. Atunci cînd curentul trece de la A la B, el transportă sarcina de la stînga la dreapta. Deci în B se acumulează sarcinile pozitive, iar în A cele negative. Acest proces nu poate continua la infinit, deoarece sarcinile acumulate ar da naştere unui cîmp magnetic care ar avea tendinţa să inverseze curentul. Ne putem imagina însă că curentul trece în sensul iniţial numai un timp foarte scurt şi apoi se inversează, efectuînd oscilaţii

periodice (alternative). Nu ne interesează deocamdată cum anume este produs acest curent alternativ.

Să considerăm acum cîmpul magnetic produs de acest curent. Conform legilor studiate pînă acum, ar trebui ca liniile sale de forţă să fie cercuri cu centrele pe axa conduc-

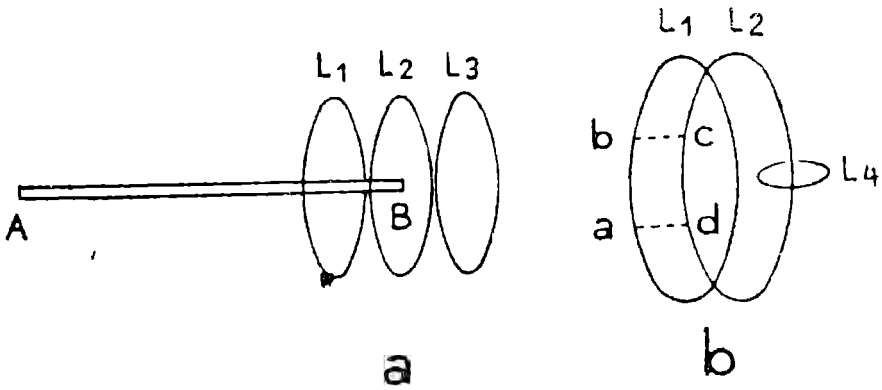

Fig. 17: a) conductor prin care trece un curent alternativ; b) o aparentă contradicţie

torului. Într-adevăr, să ne imaginăm o spiră trasată în spaţiu, cum ar fi L_1; circulaţia pe acest contur nu este egală cu zero, deoarece curentul străbate planul spirei. Nu putem spune însă cu siguranţă ceea ce se petrece în cazul spirei L_2, deoarece planul ei intersectează capătul B al conductorului, adică tocmai punctul unde se opreşte curentul. Dar dacă considerăm în continuare spira L_3, care nu este străbătută de nici un curent electric, ar trebui ca în ea să nu găsim nici un cîmp magnetic. Din legile prezentate pînă acum trebuie să conchidem că cîmpul magnetic este diferit de zero în spira L_1 şi este egal cu zero în spira L_3. Totuşi, acest lucru nu poate fi permis. Într-adevăr, să considerăm figura 17 *b*, în care spirele L_1 şi L_3 sînt mărite. Ne putem imagina în spaţiu o spiră închisă *abcda* şi ne putem întreba care va fi circulaţia magnetică pe acest contur. Dacă mişcăm un pol magnetic de la *a* la *b*, forţele cîmpului vor efectua asupra lui un lucru mecanic. Nici un lucru mecanic nu se efectuează între *b* şi *c* sau între *d* şi *a*, deoarece aici polul se mişcă într-o direcţie paralelă cu conductorul, şi liniile de forţă ale cîmpului datorit curentului se află tot timpul în plane perpendiculare pe fir. În sfîrşit, între *c* şi *d* de asemenea nu se efectuează nici un lucru mecanic, întrucît aici mişcarea se produce pe conturul L_3, în care, după cum am arătat, nu există cîmp magnetic. Se impune deci concluzia

că pe spira *abcda* există circulație. Dar aceasta contrazice legile găsite de noi cu privire la cîmpul magnetic, întrucît prin această spiră nu trece nici un curent. Acest raționament arată că mai lipsește ceva în formularea legilor noastre fundamentale. Maxwell a arătat că singurul mod de a evita această contradicție constă în a presupune că circulația cîmpului magnetic este diferită de zero în prezența unui cîmp electric variabil, chiar și în absența curenților.

Aceasta înlătură discrepanța. În situația din figura 17 avem în orice moment o sarcină în A și o sarcină egală, dar de semn opus, în B. Să presupunem, de exemplu, că sarcina din B este pozitivă. Liniile de forță vor trece atunci de la B la A, așa cum se arată în figura 9 *b*; unele dintre ele vor intersecta spira L_3, iar altele se vor întoarce, intersectînd spira L_1. Mai departe, în momentul cînd curentul este maxim, viteza cu care sarcinile se acumulează la capetele conductorului este și ea maximă și deci variația sarcinii și a cîmpului electric urmează totdeauna pe cea a curentului. Dacă variația fluxului electric creează o circulație într-un cîmp magnetic, circulația magnetică de-a lungul lui L_3 nu mai este nulă, cea de-a lungul lui L_1 este redusă și există de asemenea o circulație pe conturul *abcda*.

Pentru a obține o deplină concordanță cu experiența, trebuie să postulăm că circulația magnetică în lungul oricărui contur închis constă din două părți: prima este, ca și mai înainte, egală cu $\frac{4\pi}{c}$ înmulțit cu curentul total care trece prin contur, iar a doua cu $\frac{1}{c}$ ori viteza de variație a fluxului electric, adică a numărului de linii de forță care străbat conturul.

Nu vom expune demonstrația cantitativă care arată că acest termen este tocmai cel ce corectează discrepanțele, nici nu vom arăta că, incluzînd acest termen în legile noastre, ele devin consistente.

Pentru a sublinia că un flux electric variabil produce același efect magnetic ca și un curent, Maxwell a folosit termenul de „curent de deplasare", care implică faptul că, oriunde există un cîmp variabil în timp, în spațiul vid curge un anumit tip de curent, nelegat de transportul vreunei sarcini. Această concepție aparține unei imagini asupra cîmpului electromagnetic care a fost ulterior depășită, așa că nu o vom folosi.

Sîntem acum în situaţia de a formula legile complete ale cîmpului electromagnetic, după cum urmează.

Cîmpul magnetic este totdeauna nedivergent. Cîmpul electric este nedivergent numai atunci cînd nu sînt prezente sarcini; în prezenţa acestora, numărul liniilor de forţă care ies dintr-un volum dat minus numărul liniilor care intră este egal cu sarcina netă din volumul considerat. Cîmpul electric este irotaţional, afară de cazul cînd există cîmpuri magnetice variabile. Circulaţia cîmpului electric de-a lungul unui contur închis este egală cu $\frac{1}{c}$ înmulţit cu viteza de variaţie a fluxului magnetic prin contur. Cîmpul magnetic este irotaţional, afară de cazul cînd ar exista curenţi sau cîmpuri electrice variabile. Circulaţia cîmpului magnetic pe un contur închis este egală cu $\frac{4\pi}{c}$ înmulţit cu intensitatea curentului care trece prin contur, minus $\frac{1}{c}$ înmulţit cu viteza de variaţie a fluxului electric care îl traversează.

Completarea pe care am adus-o legilor electromagnetismului nu prezintă importanţă atît timp cît avem de-a face cu frecvenţe joase şi cu sisteme de dimensiuni reduse, deoarece pentru intensităţile cîmpurilor electrice care ne interesează de cele mai multe ori, ca şi pentru viteza lor de variaţie în timp, variaţia fluxului electric este atît de mică, încît intensitatea cîmpului magnetic pe care ea îl produce este neglijabilă.

Situaţia diferă total la frecvenţe înalte. Ceea ce se petrece în acest caz poate fi înţeles întorcîndu-ne din nou la figura 17 *a*. După cum am arătat, cîmpul magnetic trebuie să se extindă dincolo de capetele conductorului, deoarece circulaţia lui pe conturul L_3 trebuie să fie diferită de zero. Cîmpul acesta este, desigur, variabil, întrucît în exemplul nostru curentul şi, o dată cu el, toate celelalte mărimi îşi schimbă sensul de multe ori într-o secundă. Rezultă că pe conturul L_3 există un cîmp magnetic variabil, şi acesta, la rîndul său, dă naştere unui cîmp electric, conform legii inducţiei. De exemplu, dacă considerăm mica spiră circulară L_4 din figura 17 *b*, ea încercuieşte de data aceasta o linie de-a lungul căreia fluxul magnetic este variabil şi deci în lungul său vor acţiona forţe electrice. Urmînd liniile de forţă electromagnetice, găsim că această forţă electrică pe spira L_4 nu poate fi explicată în întregime prin existenţa liniilor de

forță electrice care leagă A de B. Trebuie să mai existe și alte linii de forță, și, întrucît nu există sarcini decît în A și B, aceste linii trebuie să fie închise.

Astfel, cîmpul electric se extinde dincolo de spira L_3 și, conform formei noi a legilor noastre, cîmpul electric variabil trebuie să producă un cîmp magnetic la distanță de capetele firului conductor. Acesta, la rîndul său, produce prin inducție un cîmp electric și astfel cîmpurile electric și magnetic se extind în spațiu mult mai departe decît ar corespunde cazului static. Nu putem stabili ușor, prin metodele noastre greoaie care evită descrierea matematică, forma pe care o vor lua aceste cîmpuri, dar o tratare matematică completă duce la rezultatul că ele se prezintă sub formă de unde.

Putem cel puțin verifica faptul că aceste unde sînt în concordanță cu legile noastre fundamentale, adică cu ecuațiile lui Maxwell.

UNDE ELECTROMAGNETICE

O undă electromagnetică tipică este dată în figura 18. Unda se deplasează în direcția OX și în fiecare moment cîmpul electric are aceeași valoare, adică are aceeași direcție și aceeași mărime în toate punctele unui plan perpendicular pe direcția de deplasare. Cu alte cuvinte, cîmpul electric în orice punct dat de pe linia OX este același cu cel din orice alt punct dinaintea, dinapoia sau de deasupra lui, conținut în planul perpendicular pe direcția OX și care trece prin punctul dat. Același lucru este valabil și pentru cîmpul magnetic. Este necesar deci să indicăm numai modul cum variază cîmpurile electric și magnetic de-a lungul acestei axe. Aceasta se arată în figură prin săgeți care indică cîmpul la un moment oarecare. După cum se vede, cîmpul electric este totdeauna vertical, dar el este îndreptat în unele puncte în sus, iar în altele în jos. Cîmpul magnetic este perpendicular atît pe cîmpul electric, cît și pe direcția de deplasare (propagare); el este dirijat uneori înspre cititor, alteori dinspre acesta. Întreaga configurație se deplasează în timp în direcția de la O spre X.

Să ne concentrăm atenția asupra unui punct oarecare P și să considerăm o mică spiră dreptunghiulară, de înălțime l, în apropierea acestui punct (fig. 18 *a*). De-a lungul acestui contur va acționa un cîmp electric, și anume în sensul

acelor unui ceasornic, deoarece cîmpul electric care acţionează în sus pe latura stîngă este mai puternic decît cel de pe latura dreaptă, iar pe celelalte laturi nu există cîmp electric orizontal. Rezultă că dacă ridicăm o sarcină de la *a* la *b* se efectuează un lucru mecanic care nu se compen-

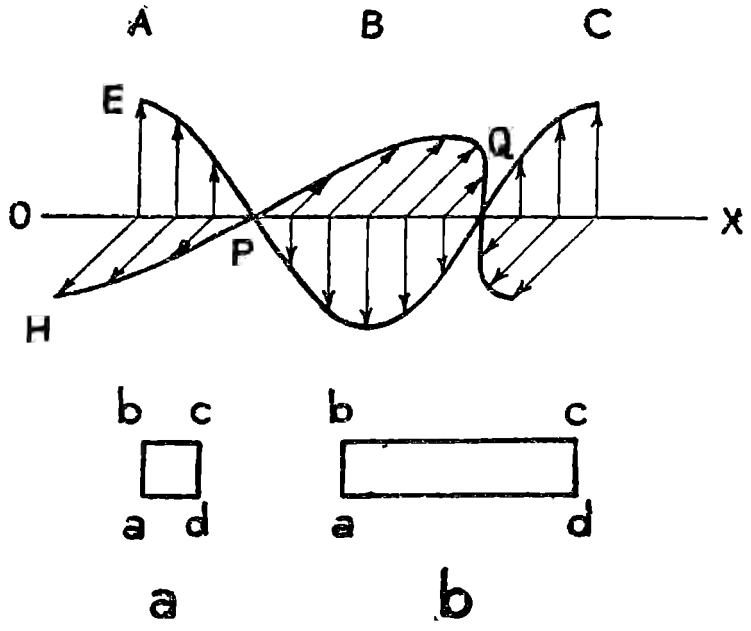

Fig. 18. Undă electromagnetică: a) în apropierea punctului *P*; b) de la *A* la *B*

sează în întregime de către lucrul efectuat cînd ea se întoarce de la *c* la *d*. Acest rezultat este în concordanţă cu legile fundamentale, deoarece fluxul magnetic prin contur creşte. Într-adevăr, intensitatea cîmpului magnetic este dirijată înspre cititor şi valoarea ei creşte în timp pe măsură ce întreaga configuraţie se deplasează spre dreapta.

În vecinătatea unui punct ca *Q*, fluxul magnetic scade, deoarece aici intensitatea cîmpului magnetic se anulează. Dar în acest caz cîmpul electric creşte de la stînga spre dreapta, astfel încît forţa electrică în lungul unei asemenea spire acţionează în sens invers acelor de ceasornic. Desenînd un mic dreptunghi orizontal, putem verifica de asemenea faptul că acţiunea forţei magnetice pe un contur închis este în concordanţă cu variaţia fluxului electric. Vedem astfel că unda este în acord calitativ cu legile noastre. Pentru ca acordul să fie şi cantitativ, mai este necesar ca viteza de deplasare a acestei unde să fie găsită egală cu cea reală.

În acest scop introducem noțiunea de „lungime de undă" λ, care reprezintă distanța după care forma undei se repetă în întregime, adică distanța de la A la C. Să considerăm un contur dreptunghiular vertical, de lungime egală cu o jumătate de lungime de undă; înălțimea lui este din nou l. Circulația cîmpului electric de-a lungul unui asemenea contur este $2El$, unde E este intensitatea maximă a cîmpului electric, întrucît lucrul mecanic efectuat asupra unei sarcini electrice unitate este El cînd ea se deplasează de jos în sus de-a lungul laturii stîngi și încă o dată El cînd ea coboară de-a lungul laturii drepte a conturului. Această mărime trebuie să fie egală cu $\frac{1}{c}$ înmulțit cu viteza de variație în timp a fluxului magnetic prin contur. Acest flux magnetic este nul în momentul dat, întrucît el este îndreptat într-un sens în prima jumătate și în celălalt sens în a doua jumătate a conturului. Totuși el variază cu timpul.

De exemplu, într-un moment anterior, depărtat cu $\frac{1}{4}t$ față de cel corespunzător stării din figură (t fiind timpul în care unda se deplasează cu o lungime de undă), punctele A și B reprezentau două noduri ale cîmpului magnetic și deci cîmpul mediu între A și B era H_m, adică egal cu intensitatea medie a cîmpului magnetic între două noduri. Fluxul prin conturul considerat era deci egal cu H_m înmulțit cu aria conturului, adică $\frac{1}{2}\lambda l H_m$. Pe de altă parte, într-un moment mai tîrziu cu $\frac{1}{4}t$ față de cel din figură, A și B devin iarăși noduri, dar de data aceasta cîmpul magnetic are sens opus. Putem spune deci că, într-un interval de timp egal cu $\frac{1}{2}t$, fluxul prin contur a variat cu $\lambda l H_m$, deci viteza lui medie de variație în acest interval este $\frac{\lambda l H_m}{t/2}$.

Nu ne interesează însă viteza medie de variație într-un asemenea interval, ci cea *maximă*, deoarece momentul pentru care am desenat unda este acel moment în care viteza de variație în timp a fluxului prin conturul dat este maximă. Modificarea în timp a acestei viteze de variație urmează întocmai variația cîmpului magnetic și vom obține deci viteza maximă de variație dacă în ecuația noastră înlocuim intensitatea medie H_m a cîmpului magnetic prin

intensitatea sa *maximă*. Egalînd deci intensitatea cîmpului electric indus cu $\frac{1}{c}$ înmulţit cu viteza de variaţie a fluxului magnetic, rezultă $2E = \frac{\lambda H}{ct/2}$, sau $E = \frac{\lambda H}{ct}$.

Am definit pe t ca timpul în care unda se deplasează cu o lungime de undă λ, prin urmare $\frac{\lambda}{t}$ este viteza v a undei; avem deci $E = \frac{v}{c} H$.

În acelaşi mod putem aplica şi cealaltă lege care leagă circulaţia cîmpului magnetic de-a lungul unui contur de variaţia fluxului electric şi se obţine rezultatul că $H = \frac{v}{c} E$. Cu alte cuvinte, dintr-o lege rezultă că E şi H sînt în acelaşi raport ca v către c, iar din cealaltă că ele sînt în raportul c către v. Este limpede că aceasta nu este posibil decît dacă $v=c$, iar H şi E sînt egale.

Am obţinut deci rezultatul că într-o undă electromagnetică cîmpurile electric şi magnetic sînt egale; ele sînt perpendiculare unul pe celălalt şi faţă de direcţia de propagare. Unda se deplasează cu viteza c.

La scurt timp după ce Maxwell a ajuns la aceste concluzii pornind de la legile cîmpului electromagnetic, H. Hertz a dovedit experimental existenţa acestor unde şi a confirmat deci deducţiile lui Maxwell. Asemenea unde electromagnetice sînt folosite ca unde radio pentru a transmite semnale audio şi video. În figura 17 este reprezentată schema de principiu a celei mai simple antene de radio. În practică trebuie să se mai adauge o instalaţie care să producă curentul electric de înaltă frecvenţă ce trece prin fir.

Consideraţiile făcute aici arată de asemenea că undele electromagnetice sînt unde transversale, cu alte cuvinte cîmpurile electric şi magnetic trebuie să formeze unghiuri drepte cu direcţia de propagare. Într-adevăr, dacă am încerca să modificăm figura astfel încît unul sau ambele cîmpuri să fie paralele cu OX, nu am putea obţine concordanţa cu legile fundamentale.

Cînd ne ocupăm de o undă transversală, trebuie să cunoaştem starea ei de „polarizare". De exemplu, în cazul undelor din figura 18, cîmpul electric are totdeauna direcţie verticală. Am fi putut la fel de bine studia o undă care să se deplaseze de-a lungul lui OX, avînd cîmpul electric

în direcţie orizontală şi pe cel magnetic în direcţie verticală. Aceste două tipuri de unde se deosebesc radical. De exemplu, un receptor de radio cu antena dreaptă şi verticală va recepta una dintre ele, dar nu şi pe cealaltă. O altă formă posibilă de unde se obţine combinînd două unde de aceeaşi lungime de undă şi cu aceeaşi direcţie de propagare, una avînd cîmpul electric vertical şi cealaltă orizontal, şi care se succed astfel încît nodurile uneia să urmeze la un sfert de lungime de undă nodurile celeilalte. Să considerăm un punct, cum ar fi *A* din figura 18, în care, în momentul considerat, una dintre unde are cîmpul electric îndreptat în sus. Cînd această undă se va fi deplasat cu un sfert de lungime de undă, cîmpul său electric va fi în acest punct egal cu zero, dar între timp cîmpul celeilalte unde va fi atins valoarea sa maximă şi va fi îndreptat, de exemplu, înainte. După un alt sfert de undă va sosi nodul undei orizontale şi deci nu va exista nici o contribuţie a cîmpului orizontal la cîmpul electric din acest punct, dar acum prima undă contribuie cu un cîmp electric îndreptat în jos ş.a.m.d. Se poate arăta că într-un astfel de caz cîmpul electric are totdeauna o mărime constantă, dar direcţia sa se roteşte cu viteză constantă în jurul axei de propagare, trecînd de la cea îndreptată în sus prin cea îndreptată înainte la cea îndreptată în jos şi aşa mai departe.

Aceasta este ceea ce se numeşte o undă polarizată circular drept. Într-o undă polarizată circular stîng, cîmpul electric se roteşte în sens opus. Întocmai cum am putut obţine o undă polarizată circular prin combinarea a două unde plan polarizate de tipul celei din figura 18, putem construi invers o undă plan polarizată prin combinarea adecvată a două unde cu polarizări circulare de semn diferit.

ENERGIA CÎMPULUI

Vom face o ultimă remarcă asupra legilor electromagnetismului în legătură cu problema energiei. Să considerăm două sarcini electrice destul de depărtate una de alta. Ele se resping, şi de aceea, pentru a le aduce laolaltă de la distanţe mari, trebuie să efectuăm un lucru mecanic împotriva forţei de respingere. Putem recupera acest lucru mecanic lăsînd sarcinile să se separe din nou. Ca în toate problemele de mecanică, ne imaginăm că această energie recuperabilă este înmagazinată sub formă de energie potenţială. Atît timp

cît nu ne interesează decît problema de statică, nu are importanţă dacă ne imaginăm această energie ca fiind înmagazinată în sarcinile înseşi sau distribuită în tot cîmpul, dar atunci cînd avem de-a face cu fenomene ondulatorii nu ne mai putem permite să ignorăm acest lucru. Ne dăm imediat seama de aceasta dacă ne gîndim la faptul că undele pot transmite energie de la un emiţător la un receptor radio. Viteza undelor fiind limitată, energia va fi pierdută de emiţător înainte ca ea să poată fi culeasă de receptor şi, pentru ca să se conserve, ea trebuie să fi existat între timp undeva. Singura posibilitate este ca ea să fi existat în unda care se propagă de la emiţător la receptor. Trebuie deci să ne imaginăm că energia este distribuită în cîmp. Pentru a determina cantitatea de energie a cîmpului trebuie calculată energia pe care o pierd sarcinile şi curenţii ce au produs cîmpul şi scăzut din ea lucrul mecanic pe care cîmpul l-ar fi putut efectua în acest timp asupra altor sarcini sau curenţi.

Nu vom urmări acest raţionament în detalii cantitative, ci vom arăta rezultatul, şi anume că densitatea de energie, adică energia pe unitatea de volum, este egală cu $\frac{1}{8\pi}(E^2+H^2)$.

Putem vedea uşor că aceasta este o formă rezonabilă pentru energie, aplicînd-o la exemplul particular al condensatorului cu plăci paralele (fig. 11). Am văzut că în acest caz cîmpul electric între plăci este uniform şi egal cu $E=\frac{V_2-V_1}{d}$. Volumul spaţiului dintre plăci este dA, unde A este suprafaţa unei plăci; energia totală, egală cu energia pe unitatea de volum înmulţită cu volumul, este deci $\frac{(V_1-V_2)^2A}{8\pi d}$. Ne amintim, de asemenea, că sarcina pe unitatea de suprafaţă este $\frac{V_1-V_2}{4\pi d}$ şi deci sarcina totală este $Q=\frac{(V_1-V_2)A}{4\pi d}$. Rezultă că expresia pentru energia totală este $\frac{1}{2}(V_1-V_2)Q$.

La prima vedere s-ar părea că energia trebuie să fie de două ori mai mare, deoarece ne putem imagina că starea finală a condensatorului a fost atinsă pornind de la plăci neutre, transferînd sarcină de la una la alta. Deoarece energia necesară pentru aceasta este egală cu sarcina înmulţită cu diferenţa de potenţial, ea trebuie deci să aibă expresia $Q(V_1-V_2)$. Totuşi, trebuie să ne amintim faptul că, atunci cînd plăcile sînt neîncărcate, nu există nici o diferenţă de potenţial

între ele și deci, transferînd gradat sarcină, inițial aceasta se face împotriva unei diferențe de potențial nule, care crește apoi de la zero pînă la valoarea $V_1 - V_2$. Diferența de potențial medie împotriva căreia acționăm este deci tocmai $\frac{1}{2}(V_1 - V_2)$, și aceasta dovedește că expresia noastră pentru energie este corectă.

Faptul că un cîmp magnetic are și o energie a devenit clar încă de cînd am discutat autoinducția.

Cititorii care au unele cunoștințe experimentale de electricitate și de magnetism ar putea fi mirați de faptul că în tot acest capitol de electromagnetism nu am amintit nimic despre constanta dielectrică și despre permeabilitatea magnetică sau despre inducția electrică D și inducția magnetică B. Explicația constă în faptul că acestea nu apar în legile fundamentale; ele sînt necesare numai pentru a descrie comportarea obiectelor materiale în cîmpuri electrice și magnetice. Această comportare poate fi în prezent explicată în principiu cunoscînd structura atomică a corpurilor. Din acest punct de vedere, mărimi ca inducția sînt construcții matematice comode pentru a descrie modul în care reacționează față de un cîmp electric sau magnetic sistemele formate dintr-un mare număr de atomi. Ele sînt consecințe ale legilor fundamentale ale fizicii, dar nu fac parte din acestea.

3

Lumina

SPECTRU. INTERFERENȚĂ. UNDE

Newton, care a pus bazele științifice ale mecanicii, a acordat de asemenea mult interes proprietăților luminii. El a studiat, între altele, spectrele, adică sistemele de benzi colorate care se obțin atunci cînd un fascicul îngust de lumină albă străbate o bucată de sticlă sau de alt material transparent ale cărei fețe nu sînt paralele. Cel mai cunoscut exemplu de spectru îl constituie curcubeul, care apare atunci cînd lumina Soarelui străbate picăturile de ploaie din aer. În laborator, fenomenul se studiază cel mai frecvent cu ajutorul prismei confecționată din sticlă; triunghiul din figura 20 reprezintă o secțiune printr-o astfel de prismă.

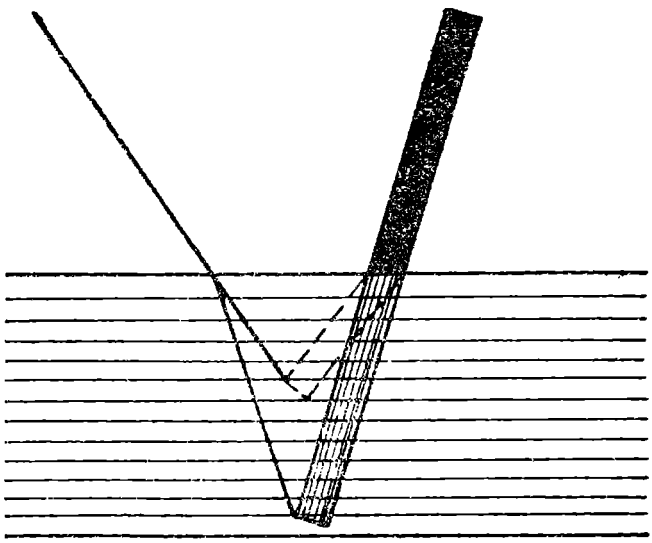

Fig. 19. Refracție

În ambele cazuri, vedem în locul luminii albe o bandă cu „toate culorile curcubeului", începînd cu roșu, trecînd prin portocaliu, galben, verde la albastru și, în sfîrșit, ajungînd la violet. Newton a explicat apariția spectrului prin faptul

că lumina albă este în realitate un amestec din toate aceste culori, iar picătura de apă sau prisma nu sînt altceva decît mijloace de a separa diferitele culori unele de altele.

Această separare se datorește fenomenului de refracție, care are loc cînd lumina trece oblic prin suprafața de sepa-

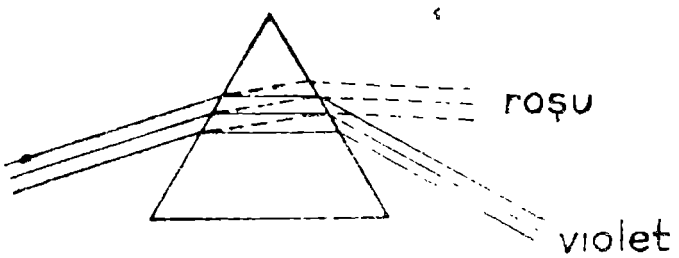

Fig. 20. Prismă

rație a două substanțe transparente, cum ar fi, în exemplele noastre, sticla și aerul sau apa și aerul. Atunci raza de lumină se frînge, își schimbă direcția. Aceasta se poate demonstra foarte ușor: un băț drept, care are un capăt în apă și a cărui direcție nu este perpendiculară pe suprafața apei, ne apare ca fiind frînt în punctul unde pătrunde în apă (fig. 19). Spectrul apare datorită faptului că razele de lumină de diferite culori care compun lumina albă sînt refractate în mod diferit. Acest fenomen este schițat în figura 20, unde liniile punctate indică drumul luminii roșii, iar cele pline drumul luminii violete.

Nu vom intra aici în explicația fenomenului de refracție, întrucît acesta este legat de structura atomică a mediilor transparente. Important este însă să ne dăm seama că nu putem găsi legi simple pentru lumină decît studiind nu lumina albă obișnuită, ci lumina de o singură culoare. Aceasta poate fi obținută, de exemplu, făcînd să treacă lumina printr-o prismă, ca în figura 20, și punînd apoi în calea ei un paravan cu o fantă îngustă, care nu lasă să treacă prin ea decît o parte îngustă a spectrului, de o anumită culoare. O asemenea lumină de o singură culoare se numește monocromatică, iar aparatul care o selectează din lumina albă, obișnuită, monocromator.

Un mod mai simplu de a obține lumină monocromatică constă în a utiliza o sursă care dă direct o asemenea lumină. În acest scop putem folosi o flacără de gaz care să nu fie prea luminoasă, cum ar fi flacăra albăstruie a unui aragaz obișnuit, punînd în ea o substanță care conține sodiu, de

exemplu sare de bucătărie. Se obține o lumină galbenă strălucitoare, care practic este monocromatică. Același tip de lumină se obține și în tuburile de descărcări electrice dacă ele conțin sodiu. Asemenea tuburi sînt uneori folosite ca becuri pentru iluminarea străzilor. Explicația acestui fapt va reieși din cele ce urmează.

Newton a observat și fenomenul de interferență a luminii. Un caz tipic de interferență poate fi observat atunci cînd o sursă de lumină monocromatică, de exemplu o flacără de sodiu, se reflectă într-o placă de sticlă subțire cu fețele riguros plane. Atunci imaginea reflectată a flăcării nu apare uniformă, ci e străbătută de dungi luminoase alternînd cu altele întunecate, așa-numitele „franje de interferență". Newton nu a găsit explicația interferenței; ea a fost dată mai tîrziu în lucrările lui Huygens și Fresnel, care au arătat că tocmai asemenea franje de interferență ar trebui să apară dacă lumina ar consta din unde.

Undele sînt cunoscute în multe ramuri diferite ale fizicii. Ele apar totdeauna atunci cînd un mediu extins este perturbat de o forță exterioară. Exemplul cel mai des întîlnit în experiența de toate zilele îl constituie undele de la suprafața apei, care apar atunci cînd suprafața mării este frămîntată de vînt sau atunci cînd aruncăm o piatră într-un bazin. În acest din urmă caz, ele au de obicei forma unor cercuri concentrice, care se răspîndesc în apă de la locul unde a căzut piatra. În secțiune, undele se înfățișează ca în figura 21. Aici linia dreaptă orizontală indică suprafața apei înainte de trecerea perturbației, iar linia ondulată indică perturbația. Ea constă din creste de undă care se succed la intervale regulate, alternînd cu depresiuni sau „văi". Distanța dintre două creste succesive este cunoscută sub denumirea de lungime de undă și se notează de obicei cu litera grecească λ. Numărul de creste care trec pe secundă printr-un punct fix se numește frecvență. Aceasta este egală cu viteza undei împărțită la lungimea de undă. O altă formă de mișcare a undelor o constituie sunetul. După cum știm, sunetul care se propagă prin aer se datorește unei mișcări ondulatorii a aerului. Dacă sunetul corespunde unei note muzicale pure, avem iarăși de-a face cu o undă simplă, ca aceea din figura 21, dar de data aceasta unda reprezintă nu forma suprafeței apei, ci schimbările de presiune a aerului. În punctele corespunzătoare crestelor undelor, aerul este comprimat, iar în depresiuni este destins, adică se

află la o presiune sub cea normală. Atunci cînd unda se deplasează, crestele și văile se deplasează și ele, astfel încît un punct care la un moment dat se afla într-o vale va ajunge după trecerea unei jumătăți de lungime de undă, pe o creastă. Aceasta înseamnă că în acest punct aerul,

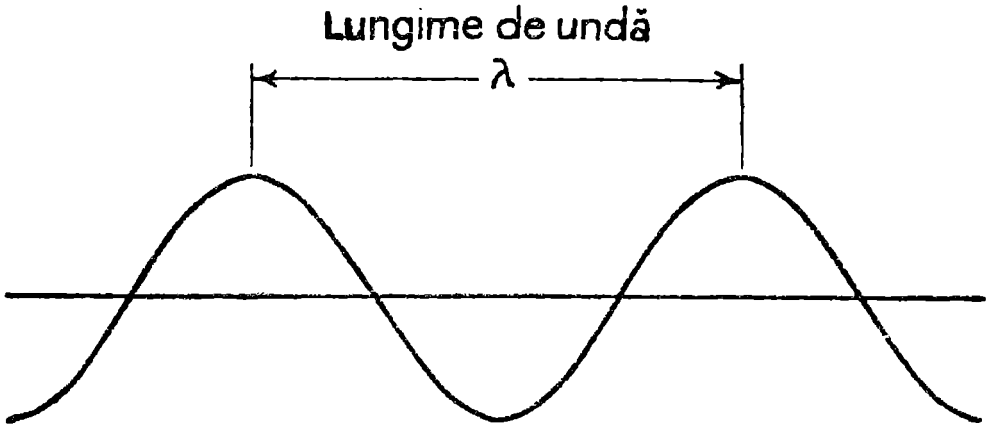

Fig. 21. Undă

care înainte era destins, acum este comprimat și deci spre acest punct trebuie să afluieze o oarecare cantitate de aer din vecinătatea lui. După trecerea celeilalte jumătăți de lungime de undă, aceeași cantitate de aer va pleca înapoi. Prin urmare, în acest caz, mișcarea aerului se produce în direcția deplasării undei (în figură de la stînga la dreapta și înapoi la stînga alternativ). Într-un asemenea caz vorbim despre unde longitudinale. În cazul undelor de apă, suprafața apei se ridică și coboară înapoi și mișcarea are loc în principal într-o direcție ce formează un unghi drept cu cea în care se deplasează unda; avem de-a face aici cu unde transversale.

Cu undele electromagnetice ne-am întîlnit încă în capitolul precedent. Vom vedea imediat că ele au o strînsă legătură cu lumina.

Pentru a înțelege însă cum se produce interferența, nu este necesar să cunoaștem natura undelor. Singurul lucru care ne interesează este că avem de-a face cu o mărime care oscilează în modul arătat în figura 21.

Să considerăm o astfel de undă reflectată de o placă de sticlă, ca în figura 22. Aici liniile înclinate, notate prin S_1 și S_2, indică suprafețele plăcii de sticlă. Unda sosește din stînga și regiunile haşurate indică crestele undelor. O parte din lumină este reflectată de partea anterioară a

plăcii de sticlă. În momentul ilustrat de figură, una dintre creste a atins această suprafață și deci începe să fie reflectată de ea în sus. Atunci cînd unda incidentă era exact cu o lungime de undă în urmă, creasta de undă precedentă tocmai atinsese suprafața S_1 dînd naștere unei alte creste

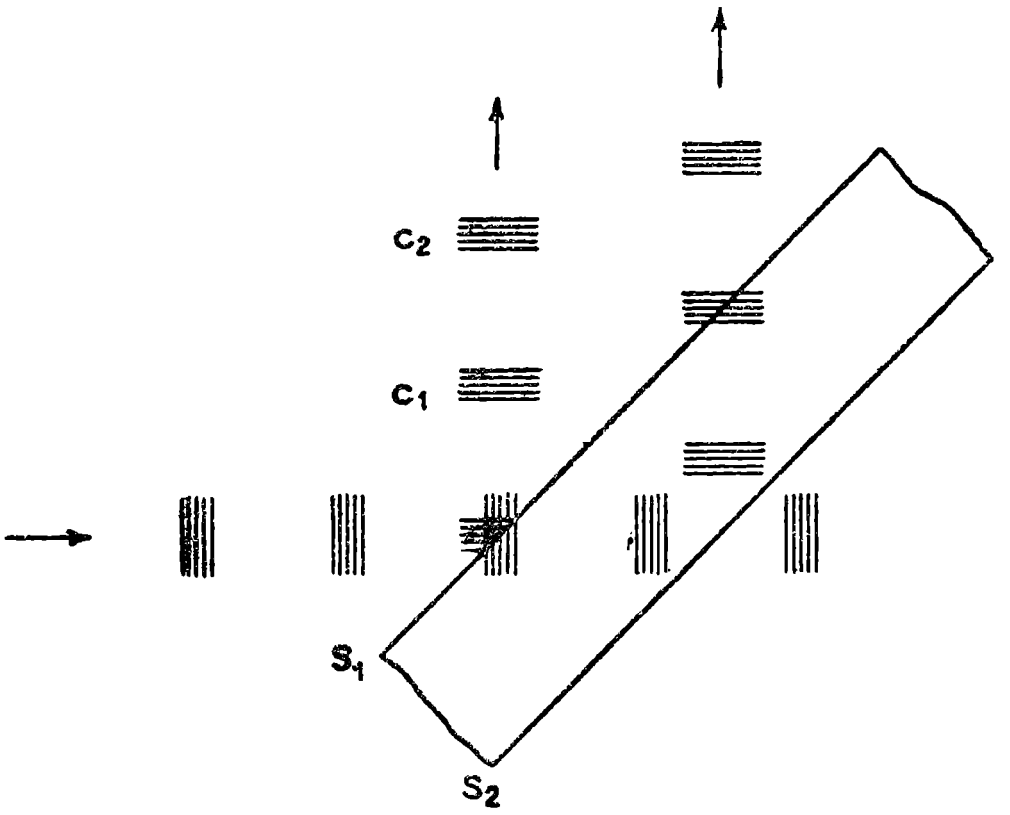

Fig. 22. Interferențe la o suprafață de sticlă

de undă reflectate, care între timp a parcurs o lungime de undă în sus. Aceasta este arătată acum în poziția C_1, cea precedentă în poziția C_2 etc.

Dar numai o mică fracțiune de lumină este reflectată la suprafața plăcii de sticlă; restul își continuă drumul (de fapt într-o direcție ușor modificată, datorită refracției, dar pentru simplificare vom neglija aceasta) pînă cînd atinge suprafața dinapoi a plăcii S_2. În situația aleasă în figură, prin suprafața dinapoi tocmai trece o depresiune și, din aceleași cauze ca mai înainte, unda reflectată în sus are și ea o depresiune în acest punct. În momentul considerat, creasta de undă imediat precedentă a avut timp să parcurgă o jumătate de lungime de undă în sus.

Observăm astfel că în cele două unde reflectate, una de suprafața anterioară, cealaltă de suprafața posterioară a plăcii de sticlă, crestele fiind așezate în zigzag, la înălțimea unde una din unde are o creastă, cealaltă are o vale și invers. În realitate, aceste unde se suprapun. Le-am reprezentat ca și cum ar fi foarte înguste, căci astfel desenul ar fi fost neclar. În realitate însă, atît unda incidentă, cît și cele reflectate au o lărgime considerabilă. Ambele unde reflectate se propagă în sus, suprapunîndu-se una peste alta, și întrucît în orice punct efectele lor sînt opuse, una producînd o creastă acolo unde cealaltă produce o vale, rezultatul suprapunerii va fi că ele se vor anula una pe alta. În situația ilustrată în figură nu vom observa deci nici o lumină reflectată.

Acest rezultat depinde, evident, de raportul dintre drumul parcurs de undă prin placă și lungimea de undă. Dacă placa ar fi fost puțin mai groasă, am fi putut avea o situație în care sosirea unei creste de undă pe S_1 ar fi coincis cu sosirea unei alte creste pe S_2. În acest caz cele două unde reflectate s-ar fi întărit una pe alta în loc să se anuleze. Rezultatul depinde și de unghiul sub care unda atinge placa. Dacă întoarcem placa astfel încît ea să se apropie mai mult de poziția verticală, drumul undei prin placă se va scurta și din nou vom ajunge la o poziție cînd undele se vor întări una pe alta. Este exact situația cu care ne-am întîlnit cînd am privit o flacără reflectată de o placă de sticlă. Diferitele părți ale flăcării le vedem reflectate de placă sub unghiuri întrucîtva diferite și, dacă lumina constă cu adevărat din unde, trebuie să ne așteptăm ca în unele direcții să găsim o imagine vie, iar în altele nici o imagine.

Toate detaliile structurii unor asemenea franje de interferență, adică modul cum depind ele de grosimea plăcii și de unghiuri și modul cum variază intensitatea de la o bandă luminoasă la una întunecată, sînt în perfectă concordanță cu previziunile teoriei ondulatorii. Comparînd distanța dintre franje pentru un unghi dat și o grosime dată a plăcii, putem stabili lungimea de undă a undei incidente.

În felul acesta se stabilește că lungimea de undă a luminii vizibile este ceva mai mică decît a zecea mia parte dintr-un centimetru. De exemplu, lungimea de undă a luminii vaporilor de sodiu este de aproximativ $6 \cdot 10^{-5}$ cm. (Aici am folosit o generalizare a notației prescurtate a numerelor, menționată mai înainte. Prin 10^{-5} înțelegem

$\frac{1}{100\,000}$, adică 1 împărțit la 1 urmat de 5 zerouri, sau în formă zecimală 0,00001, adică o fracție zecimală cu 5 zerouri înaintea unității.) Putem acum înțelege prin ce se deosebesc diferitele culori. Fiecare culoare corespunde unei anumite lungimi de undă. În curcubeu, lungimile de undă scad treptat dinspre roșu spre violet. Cea mai scurtă lungime de undă, cea a luminii violete, este aproximativ de două ori mai mică decît cea a luminii roșii.

Dacă încercăm să obținem o imagine de interferență folosind nu lumină monocromatică, ci lumină albă, undele din partea roșie a spectrului își vor avea franje întunecate în locuri diferite de cele, de exemplu, ale luminii albastre. Se obțin astfel franje colorate, care însă nu se pot vedea prea ușor. Ele sînt mult mai vizibile dacă în locul unei plăci de sticlă folosim o peliculă subțire, cu o grosime foarte puțin diferită de lungimea de undă a luminii. În acest caz franjele sînt mult mai late și culorile se disting mai bine. Aceasta este explicația culorilor din bulele de săpun sau din picăturile de ulei de pe suprafața apei.

DIFRACȚIE. POLARIZARE. VITEZĂ

Un alt mijloc important pentru a demonstra interferența ni-l oferă rețeaua de difracție. Prin rețea de difracție înțelegem o serie de linii paralele situate la distanțe egale unele de altele. Acestea ar putea fi, de exemplu, niște linii zgîriate pe suprafața unei oglinzi sau niște fire subțiri paralele. Dacă undele de lumină cad pe o asemenea rețea de difracție, obținem o imagine ca cea din figura 23. Aici cercurile indică liniile rețelei în secțiune. Direcția de propagare a undei incidente formează un unghi α cu planul rețelei (și aici crestele de undă sînt arătate hașurat). De pe fiecare linie a rețelei se obține o undă reflectată (porțiunile mici hașurate arată creșterea undelor reflectate într-o direcție anumită). Toate aceste unde reflectate se suprapun unele peste altele și rezultatul va fi diferit după cum undele reflectate de fiecare linie a rețelei au toate crestele în aceeași poziție și deci se întăresc unele pe altele sau, dimpotrivă, se anulează unele pe altele. Figura 23 *a* reprezintă situația în care ele se anulează, iar figura 23 *b* reprezintă aceeași rețea, pentru lumină de aceeași lungime de undă, dar în

cazul unor unde reflectate într-o direcție puțin diferită; aici undele se întăresc unele pe altele.

Franjele de difracție diferă de franjele de interferență obținute cu ajutorul unei plăci de sticlă prin faptul că aici se combină nu numai două, ci mai multe unde reflectate.

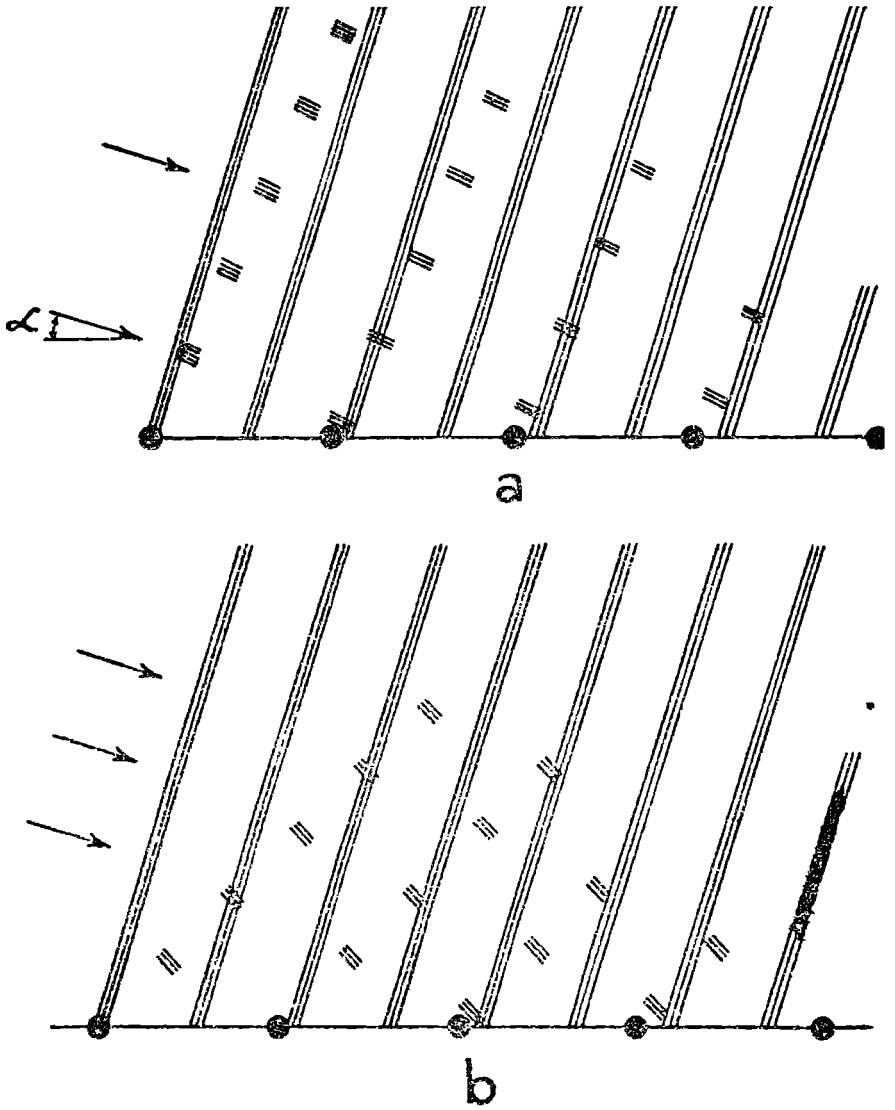

Fig. 23: a) difracția pe o rețea;
b) aceeași difracție, într-o altă direcție

În cazul general crestele acestor unde se află în cele mai diferite poziții una față de alta și se anulează aproape în toate direcțiile, cu excepția unor domenii unghiulare înguste în care pozițiile crestelor coincid, sau, cum se spune, sînt în fază. Deci o asemenea rețea de difracție reflectă lu-

mina monocromatică numai într-o direcţie strict delimitată, sau descompun lumina albă care cade asupra ei în spectre colorate clare.

Dacă distanţa dintre liniile reţelei este mult mai mare decît lungimea de undă, liniile cele mai nete se obţin atunci cînd atît direcţia undei incidente, cît şi direcţia în care observăm lumina reflectată sînt aproape paralele cu suprafaţa reţelei. Acest fapt poate fi folosit pentru a demonstra difracţia fără ajutorul vreunui aparat special.

Să luăm un disc de pikup obişnuit şi să-l punem înaintea ochilor în aşa fel, încît ochiul să privească de-a lungul suprafeţei lui şi să observăm cum se reflectă lumina unei surse de lumină destul de mici, de exemplu a unui bec electric obişnuit. În acest caz şanţurile discului acţionează ca o reţea de difracţie şi vedem astfel o serie de imagini ale lămpii, fiecare colorată în toate culorile spectrului. Această demonstraţie simplă se bazează pe acelaşi principiu ca şi spectrograful de difracţie, un instrument cu ajutorul căruia fizicienii pot determina cu foarte mare precizie lungimea de undă a luminii.

Faptul că reuşim să vedem spectrul numai cînd privim discul aproape paralel cu suprafaţa lui arată că lungimea de undă a luminii este mult mai mică decît distanţa dintre şanţurile discului, care de obicei este aproximativ egală cu a 1/40-a parte dintr-un centimetru. Estimînd unghiul sub care apar spectrele de difracţie, se poate arăta uşor că lungimea de undă a luminii este de cîteva sute de ori mai mică decît această distanţă, în concordanţă cu valoarea citată mai înainte.

Studiul luminii arată, de asemenea, că ea constă din unde transversale (unde electromagnetice). Putem produce două unde de lumină de aceeaşi culoare, adică de aceeaşi lungime de undă, care să se deplaseze în aceeaşi direcţie şi care să fie, totuşi, diferite prin direcţiile lor de oscilaţie. Vorbim în acest caz de lumină polarizată diferit. În prezent, cea mai cunoscută este metoda de obţinere a luminii polarizate cu ajutorul filtrelor de polarizare (polaroizi). Polaroidul este o placă de material plastic, transparentă pentru lumina polarizată într-o anumită direcţie, dar opacă pentru lumina polarizată în direcţie perpendiculară pe aceasta. Dacă se aşază două asemenea filtre unul peste altul şi se roteşte primul faţă de cel de-al doilea, se poate găsi o pozi-

ţie în care perechea de filtre lasă să treacă aproape tot atîta lumină ca şi fiecare filtru separat. În acest caz, filtrele sînt în aceeaşi poziţie. Rotind unul din filtre cu 90°, se împiedică practic complet trecerea luminii prin perechea de filtre. Acest efect se foloseşte într-un anumit tip de film stereoscopic, în care iluzia de profunzime se obţine făcînd ca cei doi ochi ai spectatorului să vadă imagini uşor diferite, aşa cum se întîmplă atunci cînd privim obiectele reale din spaţiu. Spectatorul poartă ochelari polaroizi, astfel încît ochiul stîng vede numai lumina cu polarizare verticală, iar ochiul drept pe cea cu polarizare orizontală. Lumina proiectată pe ecranul cinematografic este alcătuită din două imagini simultane, care au fost fotografiate cu două aparate, plasate respectiv în poziţia ochiului stîng şi a ochiului drept; fiecare dintre cele două imagini este proiectată cu lumină polarizată.

Toate aceste rezultate dovedesc că lumina constă din unde transversale. Viteza lor, care este foarte mare, a fost măsurată prin mai multe metode.

Prima determinare a vitezei luminii a fost efectuată de către astronomul danez Römer, care a observat traiectoria satelitului planetei Jupiter atunci cînd aceasta se apropiase foarte mult de Pămînt. Cunoscînd traiectoria, Römer a calculat momentul cînd satelitul urma să treacă între Jupiter şi Pămînt, ceea ce se putea observa după umbra sa. Totuşi, aceasta s-a întîmplat ceva mai tîrziu decît calculase el. Era imposibil să se explice această discrepanţă prin vreo eroare în calcule sau în observarea orbitei satelitului. Römer a ajuns la concluzia că luminii i-a trebuit un timp finit pentru a ajunge de la Jupiter pe Pămînt. Întrucît, în momentul apariţiei satelitului, Jupiter se afla ceva mai departe de Pămînt decît fusese iniţial, trecerea satelitului trebuia să se vadă mai tîrziu. Römer a determinat viteza pe care ar trebui s-o aibă lumina pentru a înlătura această neconcordanţă; rezultatul său nu a fost departe de valoarea corectă, aproximativ $3 \cdot 10^{10}$ cm/s, valoare care a fost confirmată ulterior prin observaţii mai precise de acelaşi tip, ca şi prin experienţe de laborator.

După cum am văzut mai înainte, undele electromagnetice au exact aceeaşi viteză ca lumina şi sînt tot unde transversale. Este deci firesc că considerăm undele de lumină ca fiind o formă de unde electromagnetice.

Această concepție a fost pe deplin confirmată de cercetările ulterioare. Un oarecare sprijin în favoarea ei îl aduce imediat faptul că, dacă undele de lumină sînt într-adevăr unde electromagnetice, ar trebui în general să ne așteptăm ca obiectele bune conducătoare de electricitate să fie opace pentru lumină. Într-adevăr, undele electromagnetice au cîmpuri electrice care ar pune imediat în mișcare sarcinile electrice mobile din conductor. Știm însă că o asemenea mișcare este însoțită de frecare, sau „rezistență", și deci de o transformare de energie în căldură. Conform legii conservării energiei, această energie trebuie să provină de undeva, și singura posibilitate este ca ea să provină din undele electromagnetice înseși. Ca rezultat, unda trebuie să slăbească. De aceea o astfel de undă nu poate pătrunde prea adînc într-un conductor fără ca aproape întreaga ei energie să fie transformată în căldură. Și, într-adevăr, toate metalele absorb lumina. Un studiu mai atent al fenomenelor care au loc atunci cînd o undă electromagnetică atinge suprafața unui conductor duce la concluzia că aproape întreaga undă trebuie să fie, de fapt, reflectată. Și aici teoria electromagnetică a luminii dă un rezultat just, căci încă din timpuri străvechi se știe că suprafețele șlefuite ale metalelor acționează ca reflectatoare de lumină, ca o oglindă.

Cunoștințele noastre asupra structurii materiei ne permit, pe baza teoriei electromagnetice a luminii, să înțelegem pe deplin fenomenele emisiei și absorbției luminii ca și a reflexiei și refracției luminii în diferite medii. Aceasta constituie confirmarea definitivă a faptului că lumina constă din unde electromagnetice.

Avem deci aici unul dintre cazurile în care o întreagă ramură a fizicii poate fi redusă la legi fundamentale ale naturii, deduse dintr-o altă ramură. Legile cîmpului electromagnetic, care au fost expuse sumar în capitolul precedent, conțin toate legile care descriu propagarea luminii. Aceasta nu înseamnă că optica, adică disciplina științifică privitoare la lumină, este astăzi mai puțin importantă decît în trecut. În sarcina ei a rămas aplicarea legilor fundamentale cunoscute la studiul interacțiunii dintre lumină și diferitele substanțe, construirea instrumentelor optice și studiul proprietăților ochiului omenesc. Ea nu mai conține nimic misterios, care nu ar putea fi studiat pe baza legilor generale,

cu excepţia fenomenelor cuantice, la care vom reveni în capitolul 7.

Aşadar, undele de lumină sînt unde electromagnetice de acelaşi tip cu cele folosite în radiocomunicaţii. Singura deosebire dintre ele constă în lungimea lor de undă. Undele de lumină au o lungime de undă cam de un milion de ori mai mică decît a celor mai scurte unde folosite, de exemplu, în emisiunile de televiziune.

Se pot produce şi unde electromagnetice de orice lungime de undă intermediară între aceste două regiuni, dar ele nu sînt vizibile ochiului omenesc. Radiaţia termică conţine lungimi de undă de cel mult o sutime de centimetru. Căldura pe care o simţim atunci cînd apropiem mîna de o sobă fierbinte se datoreşte faptului că orice obiect fierbinte emite unde calorice, adică unde electromagnetice de o lungime de undă mult mai mare decît a luminii, dar mai mică decît a undelor radio.

Undele calorice de lungime de undă ceva mai mică, doar cu puţin mai mare decît cea a luminii roşii, sînt cunoscute sub denumirea de radiaţii „infraroşii". Acestea sînt emise cu mare intensitate de către obiectele fierbinţi, încălzite aproape pînă la roşu, adică imediat înainte ca ele să producă lumină vizibilă.

Dacă un obiect, de exemplu un fir metalic, este încălzit mai departe, el emite lumină roşie vizibilă. La o temperatură şi mai ridicată el devine alb, adică radiaţia lui acoperă tot domeniul spectrului vizibil. El începe atunci să emită şi unde de o lungime de undă prea scurtă pentru a fi vizibile. Asemenea unde, a căror poziţie în spectru este imediat dincolo de violet, sînt cunoscute sub denumirea de radiaţii „ultraviolete". Ele sînt produse deosebit de uşor în tuburile de descărcări electrice, dintre care forma cea mai uzuală este lampa cu vapori de mercur, care emite o radiaţie ultravioletă destul de intensă.

Făcînd să crească diferenţa de potenţial între bornele unui asemenea tub, putem produce lumină ultravioletă de lungime de undă din ce în ce mai scurtă. La lungimi de undă de cîteva mii de ori mai mici decît a luminii vizibile, undele îşi schimbă din nou caracteristicile şi poartă numele de radiaţii Röntgen (raze X). Undele cu lungimi de undă de cîteva mii de ori mai mici încă decît a radiaţiilor Röntgen sînt cunoscute sub numele de radiaţii gamma. De acestea ne vom ocupa mai tîrziu.

Această varietate de denumiri indică doar faptul că undele cu lungimi de undă atît de diferite se deosebesc prin mijloacele folosite în practică pentru a le produce, prin efectele lor asupra diferitelor substanţe şi prin metodele cu ajutorul cărora pot fi detectate. Legile fundamentale ale cîmpului electromagnetic sînt însă valabile pentru oricare dintre ele, în întreg domeniul de lungimi de undă, de la undele radio pînă la radiaţiile gamma.

S-ar putea spune deci că în acest capitol nu am învăţat nimic nou despre legile de bază ale naturii. Am găsit pur şi simplu un nou domeniu de aplicaţie pentru legi pe care le cunoaştem. Dar, după cum vom vedea, lumina şi celelalte radiaţii electromagnetice s-au dovedit de cea mai mare importanţă pentru stabilirea unor noi legi ale naturii. Studiul lor a fost de însemnătate capitală atît pentru înţelegerea structurii materiei, cît şi pentru a înţelege ce precizări trebuiau aduse legilor fundamentale ale mecanicii şi ale cîmpului electromagnetic.

TEORIA EMISIEI. OPTICA GEOMETRICĂ

Este interesant să comparăm teoria ondulatorie a luminii cu ideile mai vechi. Imaginea care se impunea ca cea mai plauzibilă era că o lampă sau o altă sursă de lumină emite mici particule care se mişcă rectiliniu cu mare viteză pînă cînd ajung la ochiul nostru, sau la o placă fotografică, sau la orice aparat cu care pot fi detectate. Aceasta ar explica de ce lumina se propagă în linie dreaptă. Fenomenul refracţiei s-ar putea explica uşor dacă la suprafaţa de separaţie dintre aer şi sticlă sau dintre orice alte două medii transparente ar exista forţe adecvate care să acţioneze asupra „particulelor de lumină". De exemplu, dacă am juca popice pe un teren care să aibă două nivele diferite, cele două nivele fiind unite printr-un povîrniş scurt şi abrupt, fiecare bilă care ar porni de pe nivelul superior ar descrie o traiectorie care ar avea exact aspectul unei raze de lumină ce trece din aer în sticlă. Direcţia sa pe nivelul de jos nu ar fi aceeaşi cu cea cu care a sosit la marginea superioară a povîrnişului, ci ar forma cu această margine un unghi mai mare. „Teoria emisiei" a luminii este deci capabilă să explice comportarea razelor de lumină la trecerea lor prin prisme

și lentile. Chiar și faptul că prisma separă culorile ar putea fi înțeles, pesupunînd că forța care acționează asupra particulelor de lumină la suprafața de separație ar avea efecte diferite asupra celor de lumină albastră și celor de lumină roșie.

Caracterul limitat al teoriei corpusculare (emisiei) reiese la studiul fenomenelor de interferență și de difracție, care stabilesc în mod clar natura ondulatorie a luminii.

Fenomenele de interferență și de difracție își păstrează însă însemnătatea numai cîtă vreme avem de-a face cu distanțe nu prea mari față de lungimea de undă a luminii; de aceea în majoritatea cazurilor noi nu le observăm decît dacă facem eforturi speciale în acest scop. Este adevărat că am vorbit despre punerea în evidență a difracției cu ajutorul unui disc de pikup, deși distanța dintre șanțuri este încă foarte mare față de lungimea de undă a luminii; dar în acest caz a trebuit să privim discul într-un mod special, și anume sub un unghi atît de mic încît șanțurile să pară depărtate unul de altul numai cu cîteva lungimi de undă.

Teoria ondulatorie a luminii ne permite o înțelegere mult mai profundă a naturii acesteia, dar ea nu ar putea fi satisfăcătoare dacă nu ar menține și trăsăturile simple ale teoriei corpusculare în toate cazurile în care acestea sînt aplicabile, și anume atunci cînd avem de-a face numai cu corpuri situate la distanțe foarte mari față de lungimea de undă a luminii. Este important ca teoria ondulatorie să facă în asemenea cazuri exact aceleași previziuni cu privire la comportarea luminii, ca și teoria corpusculară.

Pentru a vedea cum se realizează aceasta, să considerăm mai întîi un exemplu foarte simplu: lumina emisă de o lampă fotografică „blitz". La distanțe foarte mari de lampă, lumina constă din unde plane, cu alte cuvinte se extinde foarte departe perpendicular pe direcția de propagare, dar durează numai un timp scurt. Aceasta este valabil, de exemplu, pentru declanșarea unei asemenea lămpi situate la o distanță mare de observator.

Dacă trasăm o dreaptă în direcția de propagare a luminii și considerăm la un moment oarecare intensitatea cîmpului electric al undei luminoase de-a lungul acestei drepte, obținem o imagine ca cea din figura 24 *a*. *OX* este linia de-a lungul căreia se propagă lumina. În fiecare punct al ei, cîmpul electric este vertical. Curba diferă de cele văzute

de noi mai înainte prin faptul că ea nu continuă să oscileze la infinit, ci este limitată la o regiune relativ mică. În limitele acestei regiuni, ea prezintă oscilaţii regulate, ca cele din figura 21.

Undele de acest tip sînt cunoscute sub denumirea de „trenuri de unde" sau „pachete de unde". Un asemenea pachet

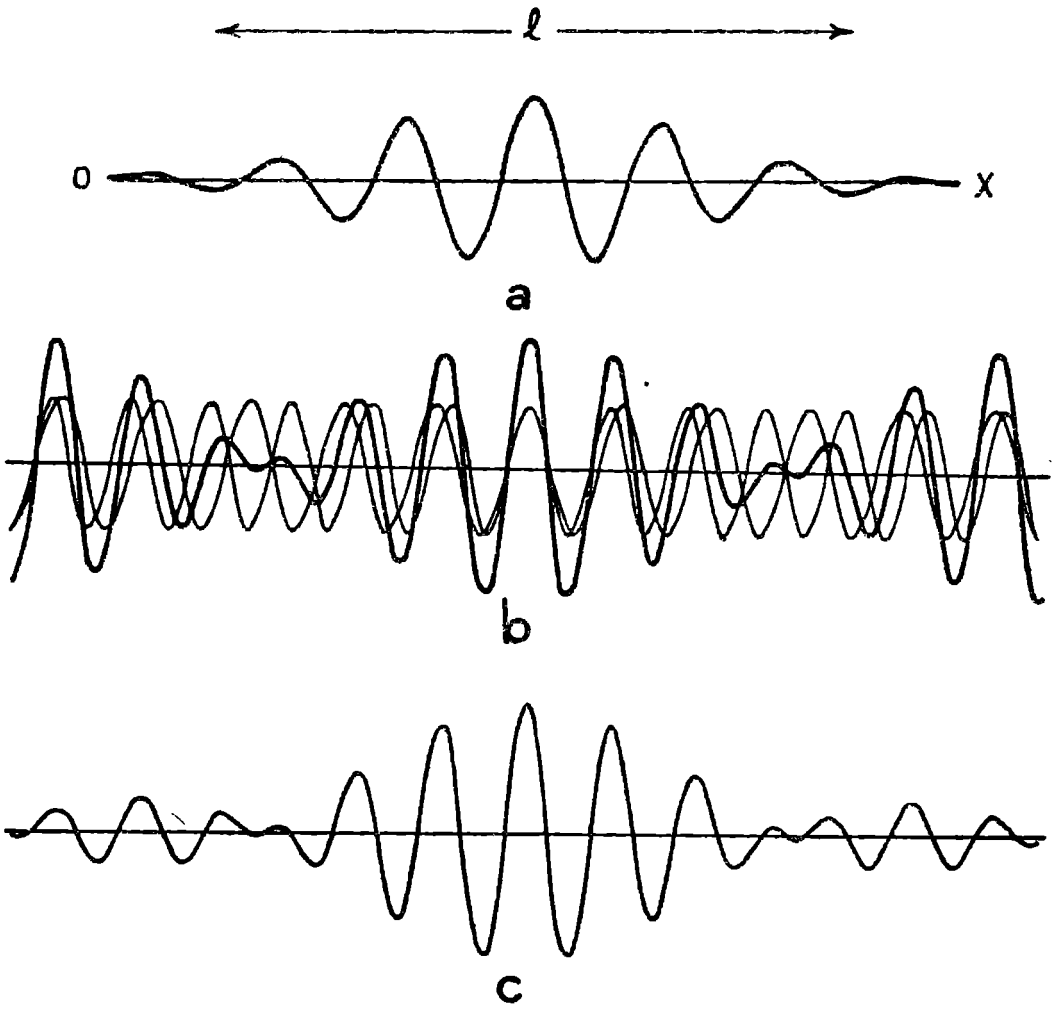

Fig. 24: a) tren de unde; b) combinarea a două unde regulate; c) combinarea a patru unde regulate.

de unde poate consta din multe unde plane, de lungimi de undă foarte puţin diferite. Pentru a ne convinge de aceasta, să considerăm mai întîi fig. 24 *b*, în care liniile subţiri reprezintă două unde perfect periodice, de lungimi de undă uşor diferite, iar linia groasă a fost obţinută prin adunarea celor două linii subţiri, astfel încît ea să reprezinte efectul

combinat al celor două unde. Această curbă prezintă așa-numitele „bătăi", adică prezintă oscilații care sînt puternice în locurile în care cele două unde inițiale se întăresc reciproc și slabe acolo unde ele acționează în direcții diferite. Asemenea bătăi sînt bine cunoscute, de exemplu, în muzică, unde efectul combinat a două note foarte puțin diferite duce la un sunet tremurat.

În acest exemplu am obținut, prin folosirea numai a două unde periodice, o undă care încă mai are regiuni de intensitate mare. În figura 24 *c* s-a reprezentat rezultatul combinării a patru unde periodice. Aici se observă mult mai puține regiuni de intensitate apreciabilă, pentru că, în unele locuri în care două unde se întăresc reciproc, celelalte două produc efectul opus. Totuși, rămîn încă multe regiuni de intensitate apreciabilă. Putem continua în modul acesta și, adunînd efectele a din ce în ce mai multe unde periodice care acoperă totdeauna același domeniu de lungimi de undă, putem distanța din ce în ce mai mult regiunile de intensitate mare. Pe această cale, pachetul de unde din figura 24 *a* poate fi considerat ca un caz-limită al acestui fenomen.

Este ușor să evaluăm acum diferența dintre cea mai mică și cea mai mare lungime de undă pe care trebuie s-o conțină un pachet de unde asemănător celui din figura 24 *a*. Trebuie doar să ne amintim că dacă $l/2$ este distanța de la centru pînă la marginea pachetului de unde, așa cum se arată în figură, toate undele trebuie să fie în fază în centru, pentru a da aici intensitatea maximă, și să se anihileze reciproc la distanța $l/2$. Dacă λ_1 și λ_2 sînt respectiv cea mai mică și cea mai mare lungime de undă, atunci la distanța $l/2$ vor fi $\frac{l}{2\lambda_1}$ unde întregi din prima categorie și $\frac{l}{2\lambda_2}$ din cealaltă. Deoarece în acest punct undele trebuie să se anihileze, aceste numere trebuie să difere între ele cel puțin cu 1/2. Rezultă că construirea pachetului nostru de unde este posibilă cu condiția ca undele periodice pe care le folosim să acopere un domeniu de lungimi de undă astfel încît $l\left(\frac{l}{\lambda_1} - \frac{l}{\lambda_2}\right) = 1$ Acest rezultat poate fi exprimat mai simplu dacă introducem în locul lungimii de undă „numărul de undă" k, egal cu $1/\lambda$ inversul lungimii de undă, sau numărul de unde pe centimetru. Rezultatul obținut devine deci $l(k_1 - k_2) = 1$, sau, cu alte cuvinte, cu cît este mai scurt

pachetul de unde pe care vrem să-l construim, cu atît trebuie să fie mai mare diferența dintre numerele de undă pe care urmează să le folosim.

În vid, toate undele periodice din care este construit un pachet de unde se propagă cu aceeași viteză și întregul pachet de unde se deplasează deci fără a-și modifica lungimea sau forma. Dacă însă trece printr-un mediu refringent (un mediu care refractă lumina), de exemplu printr-o prismă, în care lumina de diferite culori, adică de lungimi de undă diferite, se propagă cu viteze diferite, pachetul de unde se va distorsiona. Atît timp cît se deplasează în vid, comportarea lui nu diferă de aceea a „particulei de lumină" din teoria emisiei, însă cînd trece printr-un sistem de lentile, diferența de lungime de undă a diferitelor sale părți constituente duce la complicații pe care teoria emisiei nu le prevăzuse.

Pînă acum am considerat unde limitate numai în ceea ce privește direcția de propagare, dar de lărgime nelimitată. Printr-o generalizare a aceluiași raționament putem însă construi un pachet de unde care are și o lărgime limitată. În figura 25 se arată cum se poate face aceasta. Aici sînt reprezentate prin linii drepte un număr oarecare de unde periodice, avînd direcții puțin diferite; părțile umbrite indică crestele undelor, iar cele albe depresiunile. Ca rezultat se obține o alternare de regiuni albe și regiuni foarte întunecate de-a lungul părții centrale, restul figurii fiind de un cenușiu uniform. În această figură s-au folosit cinci unde periodice; deasupra și dedesubtul porțiunii din figură există încă regiuni de mare intensitate. Folosind din ce în ce mai multe unde cu direcții intermediare, toate aceste regiuni pot fi anihilate.

Aici însă apar noi trăsături. Undele au fost astfel desenate încît de-a lungul liniei centrale toate crestele lor să coincidă. Aceasta înseamnă că undele care sînt mai înclinate față de linia centrală trebuie să aibă o lungime de undă mai mică. Prin urmare, undele din pachetul considerat au frecvențe diferite și, după un anumit interval de timp, diferitele unde componente se vor combina în mod diferit și nu se vor mai accentua atît de net de-a lungul liniei centrale. Se vor obține atunci oscilații slabe, care se extind cu timpul de ambele părți ale liniei mediane. Cu alte cuvinte, un fascicul îngust de lumină nu va rămîne îngust infinit de mult timp, ci se va extinde treptat. Această extindere este im-

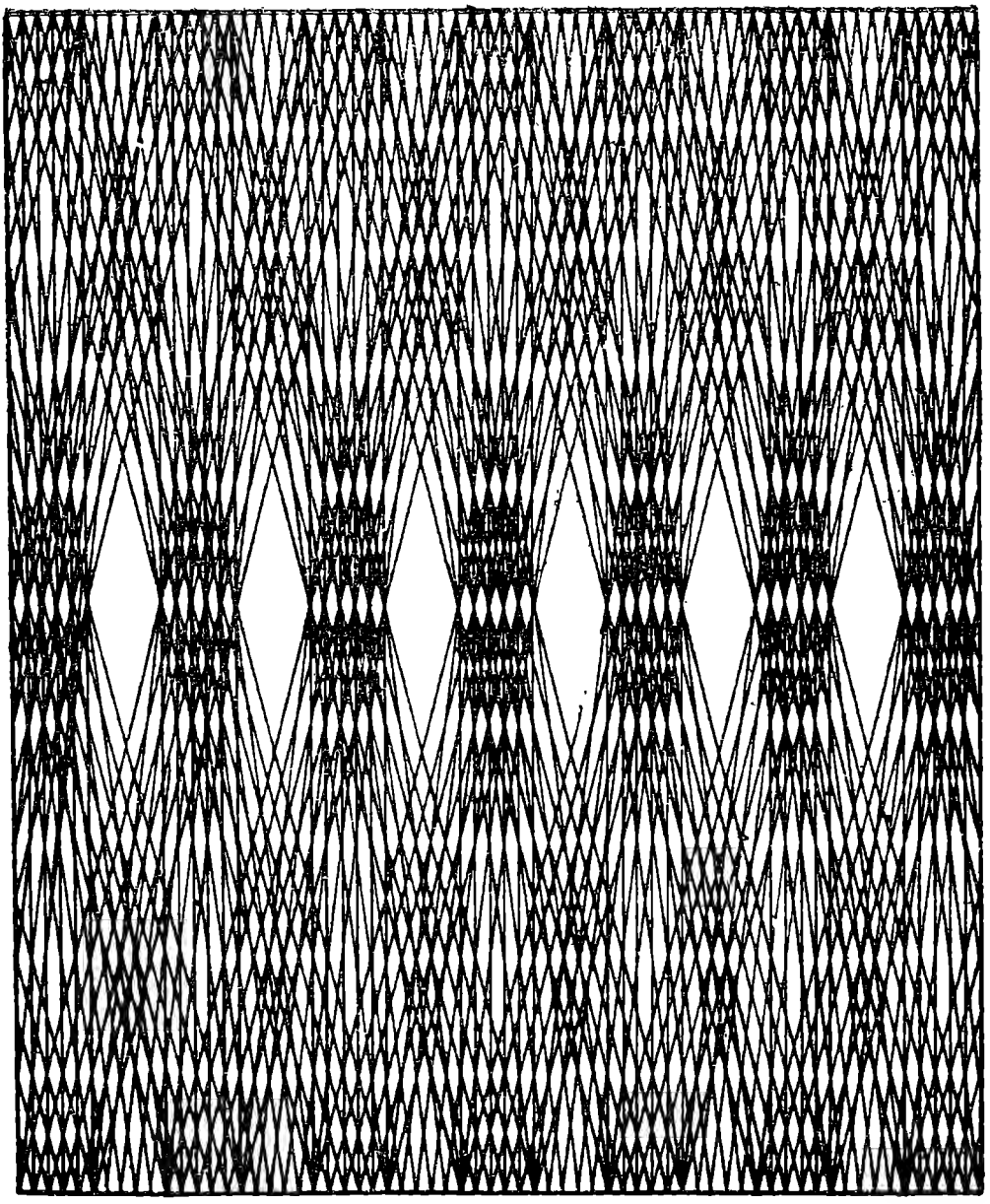

Fig. 25. Pachet de unde de lărgime finită

perceptibilă dacă lărgimea fasciculului este foarte mare în comparaţie cu lungimea de undă, deoarece în acest caz direcţiile undelor din fascicul diferă doar cu unghiuri extrem de mici.

Astfel, teoria ondulatorie duce la complicaţii neprevăzute de teoria emisiei chiar atunci cînd se descriu fenomenele care se petrec în vid, nu numai în prisme sau în alte instrumente optice. Pentru un fascicul foarte bine delimitat, cum ar fi cel de la marginea umbrei unui obiect văzut în

lumină strict paralelă, teoria ondulatorie prevede că la distanţe mari marginea nu va rămîne foarte bine delimitată, ci va fi difuză, datorită lărgirii fasciculului.

Pentru toate scopurile practice, adică în cazul surselor de lumină folosite în practică şi al obiectelor de dimensiuni rezonabile, această distorsionare a umbrei este cu totul neînsemnată şi putem deci considera că pachetele de unde limitate, cu lungimi şi lărgimi suficient de mici, se propagă ca şi cum ar fi particule.

Ramura opticii care se ocupă numai cu studiul razelor de lumină, adică cu traiectoriile unor asemenea pachete de unde, este cunoscută sub denumirea de optică geometrică. Ea este satisfăcătoare în ceea ce priveşte proiectarea şi construirea instrumentelor optice, cu condiţia să avem de-a face cu situaţii în care difracţia şi interferenţa nu joacă un rol important.

Din punctul nostru de vedere, aceste fapte sînt interesante din două motive. În primul rînd, pentru că ilustrează cum în procesul progresiv al dezvoltării cunoştinţelor noastre asupra legilor naturii reţinem vechile idei ca folositoare şi aproximativ valabile în situaţii adecvate, dar în acelaşi timp trebuie să ştim care sînt limitările lor şi unde trebuie să folosim în mod imperios noile idei rezultate din cunoaşterea mai aprofundată a acestori legi.

În al doilea rînd, legătura dintre undele periodice extinse şi pachetul de unde se va dovedi deosebit de importantă mai tîrziu, cînd vom discuta natura ondulatorie a materiei.

4

Atomii şi electronii

CHIMIA ŞI IPOTEZA ATOMICĂ

Pînă acum proprietăţile materiei au intervenit în discuţia noastră asupra legilor naturii doar în mod accidental. Am discutat la mecanică despre corpuri care sînt uşoare şi despre altele care sînt grele, despre substanţe moi care cedează la presiune şi despre corpuri rigide care se opun puternic oricărei schimbări a formei lor, despre solide, lichide şi gaze. Am menţionat substanţe care conduc electricitatea şi altele care pot fi magnetizate; am mai vorbit despre substanţe care transmit lumina şi despre refracţia undelor luminoase; despre metale care reflectă undele ca oglinzile şi despre obiecte colorate. S-ar putea scrie un capitol întreg numai cu enumerarea diferitelor caracteristici ale obiectelor pe care ni le pune la dispoziţie natura sau pe carê le putem fabrica.

Clasificarea acestor caracteristici şi găsirea unor principii simple care le guvernează face parte din cercetarea noastră asupra legilor naturii. Prima etapă a acestui studiu a fost de domeniul chimiştilor. De-a lungul veacurilor, chimiştii au descoperit că toate substanţele cunoscute sînt combinaţii ale unora mai simple, denumite elemente, care se găsesc în natură în număr de 92.

Dintre substanţele întîlnite în viaţa de toate zilele, foarte puţine sînt elemente. Unele elemente metalice sînt, desigur, cunoscute cititorului: aluminiul, cuprul, fierul (deşi fierul folosit în practică este, de obicei, foarte impur), cositorul, argintul, aurul, plumbul etc. Gazul hidrogen este şi el un element. El este folosit la umplerea baloanelor şi se găseşte, amestecat cu alte gaze, în gazele naturale pe care le folosim pentru gătit şi încălzit. Funinginea este în mare măsură formată din carbon, un alt element. Dar cele mai multe substanţe pe care le folosim sînt sau „compuşi", adică combinaţii ale elementelor chimice, sau amestecuri ale acestora. Aerul este un amestec de azot şi oxigen; apa o combinaţie

de hidrogen şi oxigen; sarea de bucătărie o combinaţie de clor şi sodiu etc.

Amestecurile se comportă de obicei foarte asemănător cu componenţii lor. Azotul şi oxigenul sînt gaze: tot un gaz este şi aerul, care este un amestec al lor. Dacă însă combinăm oxigenul şi hidrogenul pentru a forma compusul apă, obţinem un lichid.

Chimia modernă a început cu aplicarea metodelor de măsurare, în primul rînd a cîntăririi, la formarea acestor compuşi.

Două reguli se desprind imediat de aici: mai întîi că, dacă combinăm cantităţi cunoscute din două elemente, de exemplu hidrogen şi oxigen, pentru a le transforma în compusul lor (în cazul nostru, apa), masa compusului care rezultă este exact egală cu suma maselor elementelor de la care am pornit. Este posibil, de exemplu, să combinăm un gram de hidrogen cu 8 grame de oxigen şi vor rezulta exact 9 grame de apă. Această regulă este cunoscută sub numele de legea conservării masei.

A doua regulă este legea proporţiilor definite. Ea spune că proporţiile în care se combină cantităţile de elemente trebuie să fie totdeauna aceleaşi. De exemplu, cantitatea de oxigen necesară pentru a se combina cu o cantitate dată de hidrogen este totdeauna de opt ori mai mare decît aceasta din urmă. Dacă amestecăm un gram de hidrogen cu mai mult de 8 grame de oxigen şi încălzim amestecul, tot hidrogenul se va combina cu oxigenul, dar va mai rămîne încă oxigen necombinat. Dacă pornim de la un gram de hidrogen şi mai puţin de opt grame de oxigen, va rămîne ceva hidrogen necombinat.

Regula proporţiilor definite a dus la ipoteza atomică. Această ipoteză, care pînă acum a fost confirmată prin dovezi covîrşitoare, spune că toate substanţele constau din atomi şi că diferitele elemente chimice conţin diferite feluri de atomi, care diferă între altele prin greutăţile lor. Pentru multe scopuri putem presupune că atomii unui element, de exemplu oxigen, sînt similari şi au aceeaşi masă (justeţea acestei afirmaţii va trebui revăzută mai tîrziu).

Asemenea atomi se pot lega laolaltă pentru a forma molecule. O moleculă de apă constă dintr-un atom de oxigen unit cu doi atomi de hidrogen, ceea ce se exprimă prin formula chimică a apei: H_2O. Din cele spuse despre proporţiile de hidrogen şi de oxigen din apă rezultă în mod evident

că masa atomului de oxigen trebuie să fie de 16 ori mai mare decît masa atomului de hidrogen.

Molecula este deci cea mai mică părticică a unui compus chimic, cum ar fi apa, care are caracteristicile chimice ale compusului (în speță ale apei). Ea nu mai poate fi divizată fără a separa atomii de hidrogen de atomul de oxigen și a produce astfel o schimbare chimică.

În linii mari, ramurile fizicii pe care le-am trecut în revistă în capitolele precedente, ca și alte ramuri ale fizicii, se ocupă numai de schimbările care lasă moleculele intacte. Dacă supunem apa unor forțe care o fac să curgă, dacă trecem prin ea unde sonore, dacă o așezăm într-un cîmp magnetic sau o iluminăm, dacă o evaporăm sau o înghețăm (dar nu totdeauna dacă facem să treacă prin ea un curent electric), structura moleculelor sale nu se schimbă. Chimia însă studiază schimbările în care se îndepărtează unii atomi din moleculă sau acesteia i se adaugă noi atomi pentru a forma noi compuși.

Noi știm acum că această împărțire este mult prea simplistă și că, mai ales în ceea ce privește substanțele solide, demarcația dintre fizică și chimie nu este prea netă. Din fericire, aceasta este numai o chestiune de terminologie, deoarece astăzi se știe că atît chimia, cît și fizica derivă din aceleași legi de bază, că ele sînt ramuri ale aceleiași științe asupra naturii și că sînt separate numai din motive practice.

Speculațiile asupra a ceea ce s-ar petrece dacă am împărți materia în părticele din ce în ce mai mici au constituit pentru filozofi un subiect favorit încă cu mult înainte ca ipoteza atomică să-și fi stabilit poziția importantă în chimie. În ceea ce privește opiniile, în această chestiune au existat totdeauna două școli: unii considerau că materia trebuie să fie divizibilă la infinit și alții considerau că trebuie să existe o ultimă unitate de materie, atomul. Însăși denumirea de atom, care înseamnă ceva indivizibil, provine din aceste speculații, dar, deși tradiția a menținut-o, vom vedea că în fizica modernă noțiunea de atom nu implică cîtuși de puțin indivizibilitatea.

Totuși, noțiunea de atom nu putea juca nici un rol în dezvoltarea cunoștințelor noastre atît timp cît nu putea fi verificată, cît nu se puteau aduce dovezi pentru sau contra ei. Aceasta este posibil numai legînd consecințele ipotezei atomice de observațiile și experiențele asupra comportării

efective a substanţelor. Aceste observaţii pot fi, desigur, şi pur calitative, dar ele nu sînt absolut concludente decît atunci cînd pot fi aduse la o formă cantitativă şi legate de măsurări precise. Dezvoltarea ipotezei atomice în chimie constituie un excelent exemplu de modul cum prin măsurări cantitative precise, în cazul dat prin cîntărirea substanţelor care reacţionează, se pot pune în evidenţă regularităţi care sugerează o nouă concepţie şi se poate confirma această concepţie.

Nu vom parcurge aici raţionamentul prin care s-a ajuns la concluzia că apa conţine tocmai un atom de oxigen la doi atomi de hidrogen, cu alte cuvinte că formula apei este H_2O şi nu, de exemplu, HO, ceea ce ar fi implicat pentru atomul de oxigen o masă egală cu cea a 8 atomi de hidrogen în loc de 16. În linii mari, acest fapt este stabilit prin existenţa unor compuşi în care unul dintre cei doi atomi de hidrogen este înlocuit printr-un atom al unui alt element.

Folosirea ipotezei atomice în chimie s-a dovedit cît se poate de fructuoasă şi de adecvată. S-a dovedit că, fără excepţie, orice compus chimic poate fi reprezentat cu ajutorul ei printr-o formulă adecvată.

Totuşi chiar în acest stadiu existenţa atomilor era numai o ipoteză plauzibilă şi comodă. Ea nu era dovedită. Teoria cinetică, la care vom reveni, a adus încă un sprijin în favoarea acestei ipoteze. Dar pentru a arăta că atomii sînt o realitate era necesar să se găsească metode de determinare a dimensiunilor şi masei unui atom. Raţionamentul chimistului cu privire la proporţiile dintr-o reacţie implică numai comparaţia între greutăţile hidrogenului şi oxigenului şi, din acest punct de vedere, este indiferent dacă luăm greutatea ambelor tipuri de atomi (şi deci a întregii molecule) ca fiind de zece ori mai mare sau de zece ori mai mică. Spre sfîrşitul secolului al XIX-lea, cînd s-a ajuns la acest stadiu, se mai găseau unii oameni de ştiinţă eminenţi care se opuneau folosirii ipotezei atomice ca fiind nefundată şi prematură. Dintre aceştia se numără şi E. Mach[1], care a

[1] Ernst Mach (1838—1916), fizician şi filozof german. Ca fizician, s-a ocupat îndeosebi de mecanică şi acustică (este cunoscut *pendulul lui Mach*). Ca filozof, Mach este unul dintre fondatorii „idealismului fizic", curent filozofic a cărui esenţă idealistă a fost demascată şi combătută de către V.I. Lenin în lucrarea „Materialism şi empiriocriticism". — *N.R.*

adus contribuţii importante la fundamentarea mecanicii şi a relativităţii.

Fără îndoială, Mach avea dreptate atrăgînd atenţia asupra faptului că nu putem fi siguri de existenţa atomilor pînă ce nu vom găsi metode de a determina cît sînt ei de mari. Totuşi, retrospectiv, putem spune că sprijinitorii teoriei atomice au dovedit multă imaginaţie atît prin tăria argumentelor în favoarea acestei teorii, cît şi în convingerea fermă că dovada definitivă va fi găsită într-un fel sau altul. În orice caz, nu există nici un dubiu că, dacă Mach şi alţi eminenţi savanţi care s-au opus teoriei atomice ar trăi astăzi, ei ar admite imediat că dovezile sînt covîrşitoare.

DIMENSIUNILE ATOMILOR. IONII

În fizica modernă există multe metode cu ajutorul cărora se pot „cîntări" atomii, se pot măsura dimensiunile lor şi se pot număra. Multe dintre aceste metode ţin de ramuri ale fizicii pe care încă nu le-am întîlnit în această carte, dar există una foarte convingătoare care poate fi discutată în acest capitol, şi anume difracţia radiaţiilor Röntgen. Am mai menţionat faptul că radiaţiile Röntgen sînt unde electromagnetice, ca şi lumina, dar cu o lungime de undă de cîteva mii de ori mai mică. Pentru moment nu ne interesează metodele prin care se produc asemenea radiaţii, dar desigur că cei mai mulţi cititori au văzut un tub de radiaţii Röntgen fie într-un laborator, fie într-un spital.

Max von Laue a descoperit că atunci cînd radiaţiile Röntgen trec printr-o substanţă solidă sînt puternic deviate sub anumite unghiuri, în timp ce în alte direcţii nu sînt deviate de loc. Imaginea obţinută arată exact ca imaginea de difracţie a unei reţele, care a fost menţionată în capitolul referitor la lumină. Concluzia care se impune este că într-un solid atomii sînt aşezaţi într-o reţea regulată, egal distanţaţi între ei, astfel încît reflexia radiaţiilor Röntgen pe diferiţii atomi să aibă acelaşi rol ca şi reflexia luminii pe diferitele linii ale reţelei de difracţie. Metoda difracţiei radiaţiilor Röntgen se dovedeşte a da indicaţii de foarte mare precizie, şi din imaginea obţinută se poate deduce cum trebuie să arate „reţeaua", respectiv aranjarea atomilor. În speţă, direcţiile în care sînt deviate radiaţiile Röntgen depind de distanţele dintre atomii vecini şi de lungimea

de undă a radiațiilor. Prin urmare, cu ajutorul acestei metode putem măsura distanțele interatomice dintr-un solid în funcție de lungimea de undă a radiațiilor Röntgen.

Aceasta nu rezolvă problema noastră decît dacă putem cunoaște lungimile de undă ale radiațiilor Röntgen, ceea ce este posibil măsurînd difracția lor pe o rețea obținută prin trasarea unor linii fine pe o suprafață metalică. Desigur că cele mai fine linii pe care le putem obține pe această cale sînt cu mult mai largi decît lungimile de undă ale radiațiilor Röntgen, dar putem totuși obține o imagine de interferență folosind unghiuri mici, întocmai cum am putut vedea difracția luminii pe un disc de pikup privind sub unghiuri mici.

Acesta este principiul uneia dintre determinările precise a distanțelor interatomice. Prin această metodă putem afla cîți atomi sînt cuprinși, de exemplu, într-un centimetru cub dintr-un solid cum este sarea de bucătărie. Și întrucît cunoaștem greutatea unui centimetru cub de sare, putem afla astfel greutatea unui atom.

Se găsește astfel că distanțele dintre atomii unui corp solid sînt de ordinul a 10^{-8} cm, cu alte cuvinte de cîteva mii de ori mai mici decît lungimea de undă a luminii vizibile. Este deci limpede că nu putem vedea direct atomii, oricît de puternice ar fi microscoapele pe care le-am construi, deoarece obținem imagini clare ale obiectelor pe care le privim într-un microscop numai atunci cînd conturul obiectului poate fi trasat prin metodele opticii geometrice, pe care le-am discutat la sfîrșitul capitolului precedent. Pentru aceasta este însă necesar ca obiectul să fie mare față de lungimea de undă a luminii: or, în cazul atomului lucrurile stau exact invers.

Greutatea unui atom de hidrogen s-a dovedit egală cu $1{,}6 \cdot 10^{-24}$ g, număr greu de reprezentat. Poate consideraţiile de mai jos vor reuși să ne dea o imagine asupra micimii atomilor. Să presupunem că extragem aerul dintr-o incintă cu ajutorul unei pompe puternice. De obicei se consideră că spațiul în care s-a creat un asemenea așa-numit „vid înaintat“ este gol atunci cînd cantitatea de aer din el a fost micșorată de 10^9 ori (adică de o mie de milioane ori). Totuși, chiar în acest caz fiecare centimetru cub mai conține circa 20 000 000 de atomi.

Cîteva alte metode de a număra atomii și de a măsura dimensiunile lor vor fi descrise mai tîrziu. Momentan este

important că toate aceste metode dau același rezultat și astfel se confirmă faptul că un atom nu este numai o ficțiune comodă, ci un obiect real, măsurabil și cîntăribil.

Pentru a afla mai multe proprietăți ale atomilor trebuie să studiem structura lor internă. Acest studiu a început o dată cu cercetările asupra trecerii electricității prin lichide și gaze. Faraday a studiat trecerea curenților electrici prin anumite lichide, în special prin apa în care era dizolvată o sare oarecare, și a observat că, atunci cînd prin asemenea soluții trece un curent electric de la una din plăcile metalice la cealaltă, unii dintre constituenții chimici ai sării se acumulează la placa cu potențial pozitiv, iar alții la placa cu potențial negativ.

Acest proces, cunoscut sub numele de electroliză, este folosit la galvanizare. El este de asemenea strîns legat de fenomenele care au loc la încărcarea acumulatorilor sau a bateriilor de automobil.

S-a constatat de asemenea că cantitatea de substanță de fiecare fel ce se depune pe această cale este proporțională cu mărimea sarcinii care a trecut prin lichid.

În lumina teoriei atomice, aceste regularități se explică prin faptul că fiecare atom al sării tinde să se încarce cu o sarcină electrică bine determinată, pozitivă sau negativă. De exemplu, sarea de bucătărie este o combinație de sodiu (simbol chimic Na) și clor (simbol chimic Cl), care conține un număr egal de atomi din fiecare element, formula chimică fiind NaCl. Într-o soluție de sare în apă, o parte din moleculele de NaCl se separă în elementele sodiu și clor, astfel încît sodiul poartă o sarcină electrică pozitivă determinată, iar clorul aceeași sarcină, însă negativă. Asemenea atomi încărcați se numesc „ioni". Dacă se aplică un cîmp electric prin intermediul unor plăci metalice cufundate în soluție, ionii de sodiu sînt atrași de placa negativă, iar cei de clor de placa pozitivă. Cînd ajung la plăcile metalice, ei se neutralizează, adică își pierd sarcinile. Atomii neutri de clor sau de sodiu rămîn acolo într-o combinație oarecare cu apa.

Este limpede că, dacă fiecare atom de sodiu poartă întotdeauna aceeași sarcină electrică, între valoarea sarcinii totale care a trecut de la o placă la alta și cantitatea de sodiu care a fost îndepărtată din soluție trebuie să existe o relație bine definită.

Pe această cale putem găsi valoarea sarcinii care corespunde unui gram de sodiu. Întrucît cunoaștem acum greutatea unui atom de sodiu, putem deduce ce sarcină transportă un ion de sodiu la trecerea curentului electric prin soluție. Rezultatul obținut este că sarcina transportată de un ion de sodiu este egală și de semn opus cu cea transportată de un ion de clor și că o sarcină de aceeași valoare intervine și în cazul tuturor celorlalte săruri, ca și în toate celelalte procese electrolitice asemănătoare.

Unii ioni transportă două sau trei sarcini elementare, sau chiar un multiplu mai mare.

Aceste rezultate sugerează că și electricitatea are o structură atomică și că există o sarcină electrică minimă.

La concluzii similare se ajunge și prin studiul trecerii curentului electric prin gaze, fenomen care are loc, de exemplu, în tuburile de descărcare, devenite în prezent atît de cunoscute, din reclamele luminoase sau din iluminatul fluorescent. Cazul tuburilor de descărcare cu presiune joasă prezintă avantajul că aici problemele mecanice legate de mișcarea ionilor sînt simple. Într-un lichid, un ion este totdeauna foarte apropiat de alți atomi sau molecule și, atunci cînd trece printre ele, ionul este într-o situație similară cu cea a unei persoane care străbate o mulțime înghesuită. Într-un tub de descărcare cu presiune joasă, un ion poate străbate un drum lung fără a întîlni vreun alt atom sau ion. Aplicînd asupra acestor ioni forțe electrice, este deci posibil să se urmărească cît de mult sînt ei abătuți din drumul lor. Dacă am cunoaște viteza unui asemenea ion, deviația sa ne-ar arăta cît de mare este accelerația laterală pe care a suferit-o și deci ne-ar da raportul dintre forță și masă, sau, întrucît cunoaștem intensitatea cîmpului, ne-ar da mărimea $\frac{e}{m}$, adică sarcina electrică împărțită la masă.

În practică nu cunoaștem viteza ionilor, dar o putem afla aplicînd și un cîmp magnetic, de exemplu plasînd tubul de descărcare între polii unui magnet al cărui cîmp are o intensitate cunoscută. O sarcină electrică în mișcare reprezintă un curent electric, iar în cap. 2 am văzut că orice cîmp magnetic exercită o forță asupra unui curent, forță care este cu atît mai mare cu cît este mai intens curentul. Rezultă deci că într-un cîmp magnetic particulele încărcate sînt supuse unei forțe care acționează perpendicular pe direcția lor de mișcare și a cărei intensitate crește cu viteza particulei.

Acesta este, în linii mari, principiul care stă la baza metodei lui J.J. Thompson de măsurare a raportului $\frac{e}{m}$ pentru diferiţi ioni. S-a constatat pe această cale că există mulţi ioni cu sarcini pozitive sau negative pentru care raportul dintre sarcină şi masă este exact acelaşi cu raportul găsit în cazul electrolizei. Dar, pe lîngă aceşti ioni, în tuburile de descărcare apăreau predominant şi particule, totdeauna încărcate negativ, care erau de aproape două mii de ori mai uşoare decît atomul cel mai uşor, atomul de hidrogen. Aceste particule au fost denumite electroni. Fasciculele de electroni rapizi care apar într-un tub de descărcare sînt cunoscute sub denumirea de raze catodice, deoarece provin de la catod (numele acelei părţi metalice a tubului care se află la un potenţial negativ).

Cercetări ulterioare asupra trecerii electricităţii prin gaze au arătat că dacă iniţial un gaz conţine numai atomi neutri din punct de vedere electric, adică nu există la început nici un transport de sarcină electrică, este totuşi posibil să apară ulterior în el ioni pozitivi şi electroni. Acest fapt a arătat că electronii fac parte din atom; un atom care a pierdut un electron negativ are o sarcină pozitivă în exces şi devine ion pozitiv. Ionii negativi se obţin în mod similar atunci cînd un electron este captat de către atomul neutru. Ionii poartă deci totdeauna o sarcină care sau este cantitativ egală cu sarcina electronului (însă poate fi pozitivă sau negativă), sau este un multiplu al acesteia şi se obţine prin pierderea, respectiv prin captarea mai multor electroni.

Sarcina electronului, de obicei notată prin litera e, este relativ uşor de măsurat. Cea mai simplă metodă de măsurare se datoreşte lui Millikan. El a observat printr-un microscop aşezat orizontal o ceaţă compusă din picături fine de ulei, care pluteau în spaţiul dintre plăcile unui condensator. În aer, aceste picături cad datorită greutăţii proprii, dar din cauza micimii lor căderea este extrem de lentă, deoarece greutatea unei asemenea picături este proporţională cu volumul său (adică cu puterea a treia a diametrului ei), în timp ce rezistenţa pe care aerul o opune variază cu secţiunea picăturii (adică cu pătratul diametrului). Rezultă că, pentru o picătură foarte mică, rezistenţa aerului joacă un rol mult mai important decît greutatea ei, ceea ce nu se

întîmplă cu o picătură mare. Așa cum am menționat, în aparatul lui Millikan picăturile de ulei se aflau între plăcile orizontale ale unui condensator plan, care pot fi încărcate electric. În acest caz, unele picături poartă o sarcină electrică și, atunci cînd se aplică cîmpul electric, ele cad mai rapid sau mai lent ori chiar urcă, în funcție de mărimea și de semnul sarcinii lor. Observînd la microscop mișcarea unei anumite picături în prezența și în absența cîmpului electric, s-a putut deduce forța electrică ce acționează asupra ei și de aici (intensitatea cîmpului fiind cunoscută) sarcina ei.

S-a constatat că această sarcină este totdeauna un multiplu întreg al unei sarcini minime, care s-a considerat ca fiind sarcina unui electron, întrucît cel mai ușor mod prin care se poate încărca particula este pierderea sau dobîndirea unui electron suplimentar. Sarcina electronului este foarte mică, aproximativ $5 \cdot 10^{-10}$ din unitățile folosite în cap. 2. Într-un limbaj mai familiar, aceasta este echivalent cu a spune că un curent de un amper reprezintă trecerea a $6 \cdot 10^{18}$ electroni pe secundă.

Cunoașterea sarcinii electronului ne oferă posibilitatea de a determina masa atomilor pe altă cale. Am văzut că, la trecerea curentului electric prin lichide, relația dintre sarcina transportată prin lichid și cantitatea de substanță depusă este constantă și depinde de raportul $\frac{e}{m}$, unde e este sarcina unui ion și m masa sa. Întrucît ionii cei mai simpli poartă o singură sarcină electronică, cunoașterea acestei sarcini ne dă masa lor.

Descoperirea electronului la sfîrșitul secolului al XIX-lea a constituit punctul de plecare în studiul structurii atomului, electronul fiind, evident, unul dintre constituenții acestuia.

DIN CE SÎNT FORMAȚI ATOMII?

A trebuit să treacă destul de mult timp pînă să se mai poată afla ceva despre conformația internă a atomului și despre rolul precis pe care îl joacă în el electronul. Următorul pas înainte se datorește lucrărilor lui Rutherford, care făcea studii asupra radioactivității. Ca să ne putem da seama de semnificația rezultatelor obținute de Rutherford pentru cunoașterea atomului, trebuie să spunem cîteva

cuvinte despre radioactivitate. Încă din cercetările lui Becquerel se știa că există unele minerale, între care așa-numita pechblendă, care emit radiații foarte pătrunzătoare (penetrante). Acestea pot înnegri plăcile fotografice, pot face aerul bun conducător de electricitate și pot fi detectate pe multe alte căi. Cunoscuții savanți Marie și Pierre Curie au izolat din pechblendă elementul radiu, care constituie o sursă deosebit de intensă de asemenea radiații. Ei au demonstrat și existența cîtorva alte substanțe radioactive.

Rutherford a studiat mai amănunțit natura radiațiilor provenite de la aceste substanțe. Ele pot fi împărțite în trei grupe principale, pe care Rutherford le-a notat cu primele trei litere ale alfabetului grecesc: alfa, beta și gamma. Rutherford a arătat că radiațiile alfa (simbol α) pot fi deviate de un cîmp electric sau magnetic în aceeași direcție ca un fascicul de particule încărcate pozitiv; radiațiile beta (simbol β) se comportă ca particule încărcate negativ, iar radiațiile gamma (simbol γ) nu sînt deviate de loc de cîmpurile electric și magnetic.

S-a constatat că radiațiile gamma constau din unde electromagnetice de o lungime de undă mult mai mică decît lungimea de undă a radiațiilor Röntgen. Radiațiile beta sînt constituite din electroni, iar radiațiile alfa din particule grele încărcate pozitiv. Măsurînd deviația acestor particule în cîmpuri electromagnetice, s-a constatat că raportul dintre sarcina și masa lor este același ca și la ionii gazului heliu, cel mai ușor element după hidrogen. Astăzi se știe că radiațiile alfa sînt într-adevăr ioni de heliu.

Radiațiile alfa sînt emise de radiu și de substanțele similare, cu viteze foarte mari, uneori pînă la o zecime din viteza luminii, și sînt capabile să treacă prin foițe fine de substanță solidă, de exemplu printr-o foaie de hîrtie sau o foiță de aluminiu. Vom reveni mai tîrziu asupra problemei acestor radiații.

Rutherford și-a pus întrebarea: în ce măsură vor fi deviate aceste particule de la un drum drept la trecerea lor prin materie? El a îndreptat un fascicul fin de asemenea particule spre o foiță subțire. Rezultatul a fost oarecum neașteptat, și anume cele mai multe particule nu au fost deviate în mod sensibil. Ele și-au continuat drumul în linie dreaptă. Numai foarte puține au suferit deviații sensibile față de direcția inițială, și încă mai puține au fost deviate sub unghiuri mari.

Acest rezultat era cît se poate de surprinzător. Se ştie că substanţele solide trebuie să conste din atomi foarte apropiaţi unul de altul, deoarece chiar aplicarea unor presiuni foarte mari nu le reduce dimensiunile în mod apreciabil. Particulele alfa ale lui Rutherford trebuie deci să fi străbătut în linie dreaptă prin atomii foiţei şi era de aşteptat ca ele să se ciocnească cu unele părţi ale acestora. În asemenea ciocniri ar fi trebuit să devieze de la drumul lor. Desigur că un jucător de biliard ar fi cît se poate de uimit dacă ar proiecta o bilă de la un capăt al unei mese complet umplute cu alte bile şi ar vedea-o sosind în linie dreaptă la celălalt capăt. Aceasta nu ar fi posibil decît dacă ar exista suficient spaţiu între bile pentru ca cea proiectată să poată trece printre ele.

Rutherford a tras astfel concluzia că atomul este în cea mai mare parte gol şi că atît toate particulele grele pe care le conţine, cît şi particulele alfa pe care le-a folosit ca proiectile, trebuie să fie foarte mici faţă de dimensiunile unui atom.

S-ar putea spune chiar mai mult. Evident, cele cîteva particule care au fost deviate au trecut în apropierea unor părţi ale atomului unde asupra lor au acţionat forţe relativ puternice. Particulele alfa fiind ele însele încărcate electric, era firesc ca forţele electrice să fie considerate ca răspunzătoare de această deviaţie.

Printr-o analiză ingenios de simplă, Rutherford a arătat că numărul de particule alfa deviate sub diferite unghiuri corespunde cu cel la care ar trebui să ne aşteptăm dacă fiecare atom ar conţine o sarcină electrică foarte concentrată, care ar acţiona asupra particulelor alfa cu o forţă ce ascultă de legea proporţionalităţii inverse cu pătratul distanţei, ca cea descrisă în cap. 2. Această sarcină electrică concentrată trebuie să fie legată de o masă mai mare decît a particulei alfa, căci altminteri particula alfa ar fi azvîrlit-o din drumul său fără ca ea însăşi să fie sensibil deviată.

Aceste considerente au sugerat următorul tablou pentru atom: atomul conţine în centrul său un mic sîmbure—nucleul, încărcat pozitiv, care este înconjurat de electroni. Numărul electronilor este exact atît de mare cît e necesar pentru ca atomul luat ca un tot să fie neutru din punct de vedere electric. În acest caz electronii s-ar mişca sub acţiunea unei forţe care ascultă de legea proporţionalităţii inverse cu pătratul distanţei, ca planetele în cîmpul de atracţie al

Soarelui; modelul de atom, propus de Rutherford, îl reprezintă pe acesta ca pe un sistem solar în miniatură. Atomul este într-adevăr la fel de „gol" ca și sistemul solar, cu alte cuvinte nucleul atomic este tot atît de mic în comparație cu dimensiunile atomului ca și Soarele în comparație cu orbitele planetelor.

Deci masa unui nucleu este aproape egală cu masa întregului atom; chiar în cazul celui mai ușor atom, ea este de aproape 2 000 de ori mai mare decît masa unui electron.

Pentru ca atomul să fie neutru din punct de vedere electric, sarcina nucleului trebuie să fie egală cu sarcina globală a electronilor. Dacă sarcina nucleului este egală cu $+Ze$ (unde e este sarcina electronului, iar Z un număr întreg), atomul trebuie să aibă Z electroni negativi pentru a o compensa.

S-a constatat imediat că numărul Z este strîns legat de unele particularități surprinzătoare, găsite de chimie. Mendeleev observase mai de mult că dacă elementele cunoscute sînt înșiruite în ordinea greutății lor atomice (determinate de proporțiile în care intră în diferitele reacții) apare o repetare periodică a anumitor caracteristici chimice.

De exemplu, tabloul conține în diferite locuri gazele „nobile" sau inerte — heliu, neon, argon etc. —, care rămîn în stare gazoasă pînă la temperaturi extrem de coborîte și nu formează nici un fel de compuși cu alte elemente. Or, elementul care urmează unui asemenea gaz este totdeauna un metal alcalin. Heliul este urmat de litiu, neonul de sodiu, argonul de potasiu etc. Aceste metale sînt cele mai active din punct de vedere chimic, reacționînd chiar cu apa; formează săruri și în soluție pierd ușor un electron, formînd ioni pozitivi.

Pe de altă parte, elementele dinaintea gazelor inerte (cu excepția primului) fac toate parte din așa-numita familie chimică a halogenilor: fluor, clor, brom etc. Aceste elemente în combinație cu hidrogenul formează acizi, iar în soluție formează ioni negativi, adică captează ușor un electron suplimentar. Aceste regularități l-au dus pe Mendeleev le construirea sistemului periodic al elementelor.

S-a dovedit că numărul Z, care reprezintă sarcina nucleului în unități de sarcină electronică, este egal cu numărul de ordine al elementului în tabloul lui Mendeleev.

Elementul cel mai ușor, hidrogenul, cu $Z = 1$, este format deci dintr-un nucleu pozitiv și un electron, avînd aceeași

sarcină negativă. Atomul celui de-al doilea element, heliul, are de două ori mai multe sarcini electrice în nucleu şi doi electroni. Lista continuă pînă la cel mai greu element cunoscut în natură, uraniul, cu $Z = 92$, cu un nucleu conţinînd de 92 de ori mai multe sarcini electrice pozitive decît cel al hidrogenului şi înconjurat de 92 de electroni[1].

DE CE SÎNT STABILI ATOMII?

În baza acestei descrieri să încercăm acum să înţelegem comportarea unui atom. Să luăm cazul cel mai simplu: atomul de hidrogen. Acesta se compune din nucleul său, un proton, şi un electron. Cele două particule — protonul şi electronul — se atrag reciproc conform legii proporţionalităţii inverse cu pătratul distanţei, astfel că problema mecanică se aseamănă cu cea a Soarelui şi a unei planete. Este de aşteptat deci ca electronul să se învîrtească în jurul protonului. Atît timp cît nu ar exista nici un factor perturbator, această stare ar fi perfect stabilă, iar forma şi mărimea curbei descrise de electron, adică orbita sa, ar rămîne neschimbată, întocmai cum orbita unei planete în jurul Soarelui rămîne aceeaşi atît timp cît nu există perturbaţii.

Totuşi, avem toate motivele să credem că în cazul unui atom există perturbaţii. Doi factori sînt deosebit de importanţi. Primul este influenţa altor atomi, în special în lichide şi solide, unde atomii sînt foarte înghesuiţi[2]. Forţa dintre atomii vecini ar reprezenta în acest caz o perturbaţie puternică; electronii, în loc să-şi păstreze orbita stabilă, ideală, ar trebui să se apropie treptat de nuclee, astfel încît, datorită forţei atractive, să se pună în libertate din ce în ce mai multă energie; în acelaşi timp, dimensiunile orbitei electronului, deci şi ale atomului, ar trebui să se micşoreze, ducînd la o năruire completă a solidului sau lichidului. Această situaţie este, desigur, cu totul diferită de comportarea substanţelor reale şi deci trebuie să existe ceva fundamental greşit în reprezentarea noastră.

---

[1] Elementele situate după uraniu în tabloul lui Mendeleev continuă pînă la $Z = 103$ (lawrenciu), dar acestea nu se găsesc în stare naturală. — *N.R.*

[2] Aici autorul se referă la faptul că în lichide şi solide forţele de coeziune dintre atomi şi molecule sînt mult mai mari decît la gaze. — *N.R.*

Chiar dacă am considera un singur atom izolat, așa cum putem face în cazul gazelor, în care atomii sînt în cea mai mare parte din timp destul de depărtați unul de altul, tot ar mai rămîne și o altă cauză serioasă de perturbare a mișcării simple a electronilor, și anume emisia de lumină sau de alte unde electromagnetice. Un electron, adică o particulă încărcată care se rotește pe o orbită, ar produce un cîmp electric oscilant, ceea ce ar duce la emiterea unor unde electromagnetice, exact ca în cazul antenei pe care am discutat-o în cap. 2 (vezi fig. 17). Radiația rezultată ar transporta energie și, conform legii conservării energiei, energia mecanică a electronului ar trebui să scadă continuu. Aceasta ar însemna că orbita electronului ar trebui să se contracte treptat pînă ce electronul ar „cădea" în nucleu. Aceste considerații demonstrează încă o dată că legile naturii, așa cum le cunoaștem pînă aici, nu pot explica existența atomilor de dimensiuni și proprietăți determinate, invariabile în timp.

Aceste două contradicții nu sînt decît exemple ale dificultăților pe care le-au întîmpinat fizicienii în încercarea lor de a explica structura atomului cu ajutorul legilor fizicii clasice, adică a legilor mecanicii newtoniene și a legilor electromagnetice ale lui Maxwell. Într-un capitol ulterior vom arăta că aceste dificultăți, ca și multe altele, au făcut necesară o revizuire profundă a legilor fundamentale, care implică nu atît o schimbare cît o rafinare a lor. Aceasta constituie obiectul teoriei cuantice.

MULTE FAPTE POT FI ÎNȚELESE

Totuși, în ciuda acestor contradicții, multe fapte legate de comportarea materiei pot fi înțelese corect cu ajutorul noțiunii de atom chiar în acest stadiu în care cunoștințele noastre sînt incomplete. De exemplu, dacă atomii conțin, așa cum am văzut, electricitate pozitivă și negativă, un cîmp electric va atrage sarcinile pozitive într-un sens și pe cele negative în altul, cu alte cuvinte le va deplasa unele față de celelalte. Putem spune, considerînd atomii constituiți dintr-un nucleu pozitiv în jurul căruia se rotesc pe orbite electronii, că orbitele vor fi deplasate astfel încît electronii să nu fie distribuiți uniform în jurul nucleului. Dacă avem de-a face nu numai cu un atom, ci cu o bucată

de substanță solidă, care conține foarte mulți atomi, cele de mai sus se vor aplica fiecărui atom în parte. Rezultatul clar este că în această bucată de substanță toată sarcina pozitivă se va deplasa cu o mică distanță, iar sarcina negativă se va deplasa cu aceeași distanță în sens opus. Întrucît în interiorul bucății respective oricare volum mic conține cantități egale de sarcină pozitivă și negativă, această deplasare nu schimbă densitatea de sarcină, dar se manifestă la suprafață; ca rezultat se obține un strat de sarcini pozitive pe o față și un strat de sarcini negative pe cealaltă. Figura 26 *a* reprezintă o placă solidă care conține sarcini electrice pozitive și negative. În figura 26 *b* placa a fost așezată între armăturile metalice, încărcate una pozitiv și cealaltă negativ, ale unui condensator ca cel pe care l-am discutat la figura 11. Toată sarcina pozitivă se deplasează în sus, iar cea negativă în jos și rezultatul este un exces de sarcină pozitivă pe o față și un exces de sarcină negativă pe cealaltă. Aceste straturi de sarcină indusă produc un cîmp electric care-l contracarează pe cel produs de plăci. Ca rezultat, cîmpul dintre plăcile condensatorului este mai puțin intens dacă spațiul dintre plăci este umplut cu o substanță neconductoare adecvată. Aceasta înseamnă că diferența de

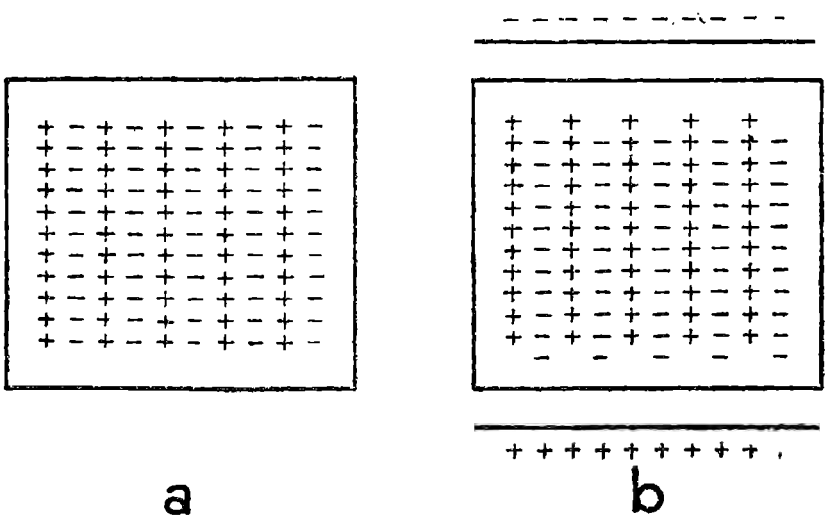

Fig. 26: a) substanța conține sarcini pozitive și negative; b) deplasarea sarcinilor sub acțiunea unui cîmp exterior.

potențial pentru o sarcină dată este mai mică sau că la aceeași diferență de potențial condensatorul este încărcat cu o sarcină mai mare. Spunem că capacitatea sa a crescut. Tendința unui material de a contracara astfel un cîmp exte-

rior este legată de constanta sa dielectrică. Atunci cînd am formulat în cap. 2 legile cîmpului electromagnetic, nu am amintit nimic despre constanta dielectrică, deşi ea prezintă importanţă practică atunci cînd avem de-a face cu cîmpuri în interiorul sau în apropierea corpurilor solide. Motivul consta tocmai în faptul că constanta dielectrică nu intră în legile fundamentale, ci doar reflectă structura substanţei şi acţiunea cîmpului asupra atomilor pe care îi conţine ea.

Tot astfel ne putem convinge că şi cîmpurile magnetice trebuie să influenţeze mişcarea electronilor, deşi determinarea precisă a modului în care sînt afectate orbitele lor nu este aşa de simplă.

De asemenea putem înţelege de ce unele substanţe conduc electricitatea dacă presupunem că în asemenea substanţe electronii pot fi separaţi de unii sau de toţi atomii şi se pot mişca liber în interiorul corpului. În sprijinul acestei afirmaţii se poate invoca faptul că conductorii de electricitate sînt de obicei elemente pe care chimiştii le denumesc electropozitive, adică elemente care formează uşor ioni pozitivi, pierzînd unul sau mai mulţi electroni. În afară de aceasta, experienţele au arătat direct că curentul electric este transportat într-un metal prin mişcarea sarcinilor negative, nu a celor pozitive, masa afectată acestor sarcini corespunzînd masei electronilor, nu a atomilor.

În afara acestor probleme de electricitate şi de magnetism, conceptul de atomi poate lămuri de asemenea unele probleme legate de structura şi de proprietăţile mecanice obişnuite ale materiei, dar întrucît acestea depind de temperatură, nu putem spune mai mult despre ele înainte de a fi amintit principalele concluzii cu privire la legătura dintre căldură şi mişcarea atomilor.

5

Atomii în ansamble mari

CĂLDURA CA MIŞCARE DEZORDONATĂ

CANTITATEA DE CĂLDURĂ. CĂLDURĂ ŞI DEZORDINE

În acest capitol se va vorbi despre căldură, o ramură a fizicii care, spre deosebire de electricitate, se ocupă cu schimbări direct accesibile simţurilor noastre, obişnuite din viaţa de toate zilele.

La baza studiului căldurii stau două noţiuni fundamentale: cantitatea de căldură şi temperatura. Orice cititor ştie ce se înţelege prin temperatură, deoarece trebuie să fi avut nenumărate ocazii de a citi indicaţiile unui termometru şi de a încerca diferitele senzaţii neplăcute pe care le dă o temperatură prea ridicată sau una prea coborîtă. Noţiunea de cantitate de căldură este mai puţin evidentă.

Atunci cînd încălzim un corp oarecare, de exemplu un vas plin cu apă, cu alte cuvinte atunci cînd aducem apa la o temperatură mai ridicată, spunem că ea conţine o cantitate mai mare de căldură. Totuşi, diferite corpuri aduse la aceeaşi temperatură conţin cantităţi diferite de căldură. În primul rînd, dacă două vase conţin cantităţi diferite de apă, acela mai plin va necesita o cantitate mai mare de căldură pentru ca temperatura apei din el să se ridice pînă la punctul de fierbere decît cel care conţine mai puţină apă. Căldura se măsoară în calorii. Caloria este cantitatea de căldură necesară pentru a ridica temperatura unui gram de apă cu un grad Celsius. Există şi alte unităţi: de exemplu, în Anglia, o unitate termică, sau BTU, este cantitatea de căldură necesară pentru a încălzi un pfund de apă cu un grad Fahrenheit.

Dacă însă în loc de un gram de apă vrem să încălzim un gram de altă substanţă, de exemplu plumb, este necesară

o cantitate de căldură diferită (în cazul plumbului mai mică). Aceasta se poate vedea din următoarea experiență. Luăm două vase care conțin aceeași cantitate de apă rece. Într-unul din ele turnăm, de exemplu, un kilogram de apă încălzită pînă la punctul de fierbere și agităm amestecul astfel încît să ajungă la o temperatură uniformă. În celălalt introducem un kilogram de plumb încălzit la temperatura de fierbere a apei și așteptăm pînă ce apa și plumbul au ajuns la aceeași temperatură. După aceea măsurăm temperatura ambelor vase și constatăm că primul este mai cald decît cel de-al doilea. Aceasta înseamnă că apa a adus cu sine o cantitate mai mare de căldură decît plumbul. Spunem în acest caz că plumbul are o căldură specifică mai mică decît apa.

După ce am definit astfel cantitatea de căldură, putem face legătura dintre ea și faptul, menționat în cap.1, că și căldura este o formă de energie. Dacă oprim mișcarea unui automobil punînd frîna, tamburele de frînă se încălzesc. Dacă măsurăm ridicarea de temperatură în condiții în care răcirea frînelor prin contactul cu aerul și cu alte părți ale automobilului este neglijabilă și dacă ținem seama de cantitatea de metal conținută în tamburele de frînă și de căldura sa specifică, putem afla cantitatea de căldură produsă. Comparînd-o cu energia cinetică pe care a pierdut-o automobilul, constatăm că căldura produsă este proporțională cu energia mecanică pierdută. Este deci rezonabil să spunem că energia mecanică se transformă în căldură.

Am mai remarcat faptul că energia mecanică, electrică, magnetică, chimică și termică se pot transforma în diferite moduri una în alta. Dar în cazul căldurii există o trăsătură specifică: caracterul ireversibil al multor procese în care intervine ea. Este ușor, de exemplu, să transformăm energia mecanică în căldură, cum se întîmplă la frecare, dar procesul invers nu este simplu. Nici o cantitate de căldură aplicată frînelor, oricît ar fi ea de mare, nu va pune din nou în mișcare automobilul. De asemenea este ușor să transformăm electricitatea în căldură, făcînd să treacă un curent printr-o rezistență de sîrmă, dar este foarte greu să transformăm direct căldura în electricitate; încălzirea unei sîrme nu va da naștere unui curent. Deși există termocupluri — combinații de diferite metale care produc o diferență de potențial atunci cînd sînt încălzite — efectul este foarte mic. Tot astfel, este ușor să transformăm energia chimică în căl-

dură, de exemplu atunci cînd ardem cărbune — adică combinăm carbonul și oxigenul pentru a forma bioxid de carbon —, dar este greu să descompunem din nou bioxidul de carbon în carbon și oxigen.

În toate aceste exemple situația este cu totul diferită de aceea cînd transformăm electricitatea în energie mecanică cu ajutorul unui motor, întrucît am văzut că un motor electric poate fi folosit și ca generator, sau cînd transformăm energia chimică în energie electrică într-un acumulator, întrucît, reîncărcînd acumulatorul, transformăm energia electrică în energie chimică.

Același tip de ireversibilitate îl întîlnim și în procesul conductibilității termice. Atunci cînd două obiecte, unul fierbinte și altul rece, sînt puse în contact, căldura va trece de la obiectul cald la cel rece pînă cînd temperaturile lor se vor egala. Există corpuri bune conducătoare de căldură și corpuri rele conducătoare de căldură, care se deosebesc între ele doar prin timpul necesar pentru ca temperaturile să se egaleze în ele. Printre cei mai buni conducători de căldură se numără metalele (astfel se explică faptul că metalele se simt mai reci la atingere decît alte corpuri, deoarece prin conductibilitate ele iau mai multă căldură de la mîna noastră). Și aici căldura trece de la corpul mai cald la cel mai rece, dar niciodată în sensul opus, astfel încît procesul nu poate fi inversat; o dată ce temperaturile a două corpuri în contact au devenit egale, nu le mai putem diferenția decît aducînd căldură din exterior pe unul dintre corpuri sau luîndu-i o cantitate de căldură.

De aceea cunoașterea energiei totale, inclusiv cea termică, pe care o conține un corp sau o piesă mecanică nu este suficientă pentru a ne spune cît de utilă poate fi această energie în practică. De exemplu, dacă am avea un corp mare fierbinte, de pildă un corp încălzit deasupra punctului de fierbere al apei, și un altul rece, acest ansamblu constituie o sursă utilă de energie, deoarece am putea folosi căldura turnînd apă pe obiectul fierbinte și producînd astfel vapori. Aceștia pot pune în funcțiune o mașină cu abur, iar aburul care iese din mașină poate fi din nou condensat și reutilizat în același mod. Pe de altă parte, dacă am lăsa corpul rece și cel cald să-și egaleze temperaturile prin conductibilitate termică, punîndu-le în contact, ele vor conține tot aceeași cantitate de energie, dar aceasta va fi neutilizabilă. Sîntem în mod normal tentați să credem că, de exemplu, căldura

unui cazan este suficientă pentru a produce abur şi a pune în funcţiune o maşină cu abur, dar considerăm ca ceva de la sine înţeles că pe lîngă aceasta avem şi o sursă care furnizează apă la temperatura obişnuită, or tocmai această diferenţă de temperatură este esenţială. Dacă am trăi pe o planetă atît de caldă încît toată apa ar fi evaporată, n-am putea să transformăm niciodată această căldură în energie mecanică cu ajutorul unei maşini cu abur sau pe vreo altă cale.

Este deci necesar ca, pe lîngă energie, să mai introducem o altă mărime, numită energie liberă. Energia liberă este o măsură a acelei părţi din energia totală a unui corp care poate fi transformată în alte forme utile de energie. Energia mecanică, electrică şi magnetică fac parte totdeauna integral din energia liberă; în ceea ce priveşte energia termică, numai o parte din ea poate fi inclusă în aceasta. În exemplul celor două corpuri, energia liberă este evident mai mare atunci cînd ele se află la temperaturi diferite decît atunci cînd temperaturile lor s-au egalat. Căldura fiind transferată prin conductibilitate de la corpul mai cald la cel mai rece, corpul cald pierde tot atîta energie cît primeşte cel rece, dar, întrucît energia liberă scade, corpul cald trebuie să piardă mai multă energie liberă decît primeşte cel rece. Diferenţa dintre energia totală şi cea liberă este deci o măsură a cantităţii de căldură înmagazinată care nu poate fi utilizată în practică. Această mărime este strîns legată de noţiunea de entropie. Nu este necesar pentru scopul nostru să explicăm exact ce se înţelege prin entropie sau cum se măsoară ea, dar este important să accentuăm legătura sa strînsă cu diferenţa între energia totală şi cea liberă.

Cînd se pierde energie liberă fără a o utiliza într-un scop practic, aşa cum se întîmplă în cazul conductibilităţii termice sau în procesul frînării prin frecare a unui corp în mişcare, diferenţa dintre cele două tipuri de energie, şi o dată cu ea entropia, creşte. De fapt, în orice schimbare care are loc într-un grup de obiecte nesupuse nici unei influenţe exterioare, entropia poate numai să crească, dar niciodată să scadă. Un proces în care entropia nu se modifică este reversibil şi, de obicei, putem aranja astfel încît procesul să aibă loc şi în celălalt sens. Procesele în care entropia creşte sînt ireversibile.

Această afirmaţie cu privire la creşterea entropiei rezumă aşa-numita lege a doua a termodinamicii. Prima lege este

pur și simplu legea conservării energiei, inclusiv energia termică, lege cu care ne-am mai întîlnit.

Entropia este foarte similară cu dezordinea. Faptul că putem egala ușor temperaturile a două corpuri, dar în schimb este greu să le diferențiem, seamănă mult cu aceea că ordinea se poate transforma ușor în dezordine, dar este greu să inversăm procesul. De exemplu, ne este ușor să amestecăm un pachet de cărți de joc, dar este mult mai greu să le rearanjăm în ordine; este ușor să transformăm o stare ordonată de lucruri, în care avem zahărul într-un borcan și sarea în altul, într-o stare dezordonată în care ele sînt amestecate, dar este practic imposibil să le mai separăm. Imposibilitatea de a face, de exemplu, dintr-o omletă, ouă este o metaforă cunoscută. Amestecînd cărțile de joc, sau amestecînd zahărul cu sarea sau transformînd un ou în omletă, facem să crească entropia. Vom vedea mai tîrziu că entropia și dezordinea nu sînt numai similare, ci pur și simplu sînt unul și același lucru.

CĂLDURA ȘI MIȘCAREA ATOMILOR

Se pune acum întrebarea: căldura, ca și electricitatea, este ceva fundamental care trebuie inclus în formularea legilor de bază ale naturii sau poate fi explicată în funcție de alte lucruri cunoscute? Se constată că ea poate fi complet explicată cunoscînd proprietățile atomilor și mișcarea lor. Aceasta constituie obiectul așa-numitei teorii cinetice a căldurii, sau mecanica statistică, care s-a dezvoltat în decursul secolului al XIX-lea.

Am văzut în capitolul precedent că materia este constituită din atomi, care se pot găsi separați unul de altul sau legați laolaltă în molecule. Cele mai multe dintre gazele obișnuite constau din molecule. De exemplu, aerul conține molecule de oxigen, formate, la rîndul lor, din cîte doi atomi de oxigen, și molecule de azot care conțin cîte doi atomi de azot. Care este diferența între aer rece și aer cald? Conform teoriei cinetice, diferența este că în aerul cald moleculele se mișcă încoace și încolo cu viteze mai mari.

Dacă am putea privi printr-un microscop cu mult mai puternic decît cele care există în practică, am vedea că aerul este format din molecule care se agită încoace și încolo într-o mișcare neregulată, ca un roi de albine care a fost

deranjat. Totuşi, în timp ce albinele pot evita ciocnirile dintre ele, fiecare moleculă se mişcă, după legile mecanicii, în linie dreaptă şi cu viteză uniformă, pînă ce se ciocneşte fie cu o altă moleculă, fie cu un perete care înconjură incinta unde se află. În aerul la presiune normală există un spaţiu destul de mare între diferitele molecule. Întrucît metodele din capitolul precedent nu permit evaluarea mărimii şi greutăţii unei molecule, putem calcula distanţa dintre o moleculă şi vecina sa cea mai apropiată din aer; această distanţă este de circa zece ori mai mare decît diametrul moleculei şi, de obicei, molecula poate parcurge o distanţă de circa o mie de ori mai mare decît diametrul său pînă ce suferă o ciocnire. Într-o asemenea ciocnire, pe care trebuie s-o considerăm elastică, în sensul definit în cap. 1, ambele molecule care se ciocnesc îşi schimbă direcţia şi, în general, viteza, dar în aşa fel încît energia lor totală rămîne aceeaşi.

Drumul fiecărei molecule este deci extrem de complicat. Ea se deplasează în linie dreaptă numai pe distanţe foarte mici, în medie de ordinul cîtorva zecimi de miimi dintr-un centimetru. După aceea, ciocnindu-se cu altă moleculă, îşi modifică într-un fel sau altul direcţia şi viteza, îşi continuă mişcarea pînă la următoarea ciocnire ş.a.m.d. În principiu, dacă am putea determina cu ajutorul unui microscop imaginar poziţia exactă şi mişcarea exactă ale tuturor moleculelor, am putea calcula care dintre ele se vor ciocni şi care va fi mişcarea lor după ciocnire. Ţinînd seama de numărul enorm de molecule cu care avem de-a face, această încercare n-ar avea sorţi de izbîndă, chiar dacă am dispune de instrumente suficient de fine pentru observaţiile necesare. Dar tocmai fiindcă numărul moleculelor este atît de mare, nu ne interesează soarta uneia singure. Pentru a explica comportarea fizică a aerului este necesar să ştim doar ce se petrece, în medie, cu un număr mare de molecule.

De exemplu, una dintre mărimile importante ce caracterizează comportarea unui gaz, ca aerul, este presiunea. Orice gaz exercită o presiune asupra pereţilor incintei în care se află şi care împiedică destinderea lui. În aerul obişnuit, presiunea asupra unui perete nu este observată, deoarece şi de partea cealaltă a peretelui există aer care exercită exact aceeaşi presiune în sens opus. Dacă însă de partea cealaltă a peretelui aerul a fost îndepărtat cu o

pompă de vid, forța care se exercită acum numai într-un sens este capabilă să spargă peretele, dacă acesta nu este suficient de rezistent. Se știe că în aerul obișnuit această forță este de un kilogram pe fiecare centimetru pătrat din suprafața peretelui.

Conform teoriei cinetice, această presiune se datorește ciocnirilor moleculelor de perete. După ciocnirea cu peretele, aceste molecule ricoșează, ceea ce înseamnă că își schimbă viteza. Conform legii lui Newton, rezultă deci că, atunci cînd au venit în contact cu peretele, asupra moleculelor trebuie să fi acționat o forță și, conform legii acțiunii și reacțiunii, asupra peretelui trebuie să fi acționat de asemenea o forță egală și de sens opus. Această forță poate fi calculată dacă cunoaștem numărul de molecule care lovesc peretele în unitatea de timp și viteza lor. Dacă facem să crească viteza moleculelor, crește și forța exercitată de fiecare dintre ele în timpul unei ciocniri și în același timp și numărul ciocnirilor, căci moleculele vor lovi peretele cu o frecvență mai mare. În consecință, presiunea este proporțională cu pătratul vitezei moleculelor. Ea depinde de asemenea de masa moleculelor: moleculele mai grele exercită o forță mai mare. Presiunea este deci proporțională cu masa înmulțită cu pătratul vitezei, adică cu energia cinetică a moleculei. Se știe, pe de altă parte, că pentru o cantitate dată de gaz presiunea crește cu temperatura, ceea ce este echivalent cu a spune că tendința unui gaz de a se destinde crește cu temperatura. Într-adevăr, dacă astupăm o sticlă „goală", adică o sticlă care conține aer, și o încălzim, se va ajunge la un punct în care presiunea exercitată asupra dopului de către aerul din interior va întrece destul de mult presiunea aerului din exterior pentru a împinge dopul din gîtul sticlei. Rezultă deci că moleculele se mișcă cu viteză mai mare la temperatură mai mare.

Această afirmație poate fi pusă sub o formă cantitativă. Conform legii Gay-Lussac, presiunea unei cantități date de aer, care ocupă un volum dat la o temperatură de t grade Celsius, este $p = p_0 \left(1 + \frac{t}{T_0}\right)$; aici p_0 este presiunea aceleiași cantități de gaz la zero grade Celsius, iar T_0 este o constantă egală cu aproximativ 273 grade Celsius. Prin urmare, dacă am răci aerul pînă la T_0 grade sub punctul de înghețare a apei, astfel încît t să fie egal cu —273, gazul nu ar mai avea nici o presiune. În practică, dacă am încerca să

răcim atît de departe aerul obişnuit, el s-ar lichefia cu mult înainte de a atinge acest punct, dar dacă pornim nu de la aerul obişnuit, ci de la aer rarefiat cu ajutorul unei pompe de vid (deci care are presiunea p_0 mai mică), putem atinge o temperatură mai scăzută fără ca el să se lichefieze. În principiu, putem deci să ne apropiem destul de mult de starea în care nu există presiune. Din consideraţiile de mai înainte rezultă că temperatura T_0 este temperatura la care toate moleculele se opresc din mişcarea lor. Acest punct este numit, de obicei, zero absolut. Prin urmare, este comod să folosim o nouă scară de temperaturi, denumită absolută, care foloseşte aceleaşi diviziuni ca şi scara Celsius, dar porneşte de la zero absolut în loc să pornească de la punctul de îngheţare a apei. Temperatura absolută are expresia $T = t + T_0$, dacă t este dat în scara centigradă uzuală.

În funcţie de temperatura absolută, legea Gay-Lussac are forma $p = p_0 \frac{T}{T_0}$, adică presiunea este proporţională cu temperatura absolută. Dar, aşa cum am văzut, presiunea este proporţională cu energia cinetică a moleculelor, deci putem conchide că energia cinetică a moleculelor unui gaz este proporţională cu temperatura absolută.

Raţionamentele de pînă acum nu oferă nici o posibilitate de a verifica teoria cinetică, deoarece pentru a face legătura între temperatură şi viteza cu care se mişcă moleculele nu am făcut altceva decît să ne folosim de relaţia dintre temperatură şi presiune, observată experimental. Prima verificare a ipotezei o putem face comparînd între ele diferite gaze. Se ştie că, la aceeaşi presiune, masa gazului conţinut într-un volum dat este proporţională cu greutatea moleculară a gazului. De exemplu, la aceeaşi presiune un litru de oxigen cîntăreşte de 16 ori mai mult decît un litru de hidrogen, şi masa moleculei de oxigen, care constă din doi atomi, este tot de 16 ori mai mare decît masa moleculei de hidrogen, care constă din doi atomi de hidrogen. Aceasta înseamnă că, la aceeaşi presiune şi temperatură, un volum dat din orice gaz conţine exact acelaşi număr de molecule. Deoarece, aşa cum am văzut, presiunea depinde numai de produsul dintre numărul de molecule şi energia cinetică a acestora, rezultă că la aceeaşi temperatură moleculele diferitelor gaze trebuie să aibă aceeaşi energie cinetică.

Ce spune teoria cinetică despre aceasta? Pentru a răspunde la întrebare, să vedem mai întîi ce se întîmplă dacă în același recipient se găsesc molecule de diferite tipuri, în speță de diferite mase. Dacă inițial toate moleculele ar avea aceeași viteză, această stare de lucruri nu s-ar putea menține. De exemplu, la o ciocnire centrală a unei molecule grele cu una ușoară de aceeași viteză, molecula mai grea își va modifica numai cu foarte puțin viteza, în timp ce molecula ușoară va ricoșa și, prin aceasta, viteza ei va crește considerabil. Trebuie să generalizăm acest rezultat, considerînd nu numai cazul ciocnirilor centrale, ci și al ciocnirilor sub orice unghi. Rezultatul care se obține astfel arată că, în cele mai multe dintre aceste ciocniri, viteza atomilor mai ușori crește, iar cea a atomilor mai grei descrește, pînă cînd se ajunge la o stare de echilibru cînd, în medie, ambele tipuri de molecule au aceeași energie cinetică. Din acest punct de vedere, teoria cinetică este în concordanță cu legile gazelor, observate experimental.

Constatăm deci, atît experimental, cît și din teoria cinetică, că energia cinetică medie a oricărui tip de moleculă este o constantă înmulțită cu temperatura absolută. Ea se scrie, de obicei, sub forma $\frac{3}{2} kT$, unde k este așa-numita constantă a lui Boltzmann. Factorul $\frac{3}{2}$ apare în această definiție a constantei lui Boltzmann numai pentru că astfel se simplifică alte formule în care apare aceeași constantă.

CERTITUDINE ȘI LEGILE ÎNTÎMPLĂRII

Desigur, nu trebuie să ne imaginăm că toate moleculele dintr-un gaz au aceeași energie. Am subliniat deja mai înainte că drumul unei singure molecule este foarte complicat și neregulat. Totuși, teoria cinetică ne permite să facem predicții sigure cu privire la comportarea unui grup mare de molecule. În cazul exemplului discutat mai înainte putem vorbi cu încredere despre energia cinetică medie a moleculelor unui gaz și despre presiunea pe care acesta o exercită. Explicația o găsim în legea numerelor mari.

Ori de cîte ori avem de-a face cu numere mari putem folosi legile întîmplării pentru a face prevederi sigure. Un exemplu cunoscut este cel al asigurărilor pe viață. Societățile de

asigurare pot supraviețui numai dacă știu cîți dintre deținătorii de polițe vor muri în următorii ani. Deși nu se poate prezice moartea unei persoane anume, se știe că, avînd de-a face cu numere mari, adică cu multe persoane, procentul celor ce vor muri într-o perioadă dată este previzibil (cu excepția apariției războaielor, a epidemiilor sau a altor evenimente similare, care modifică probabilitățile).

Faptul că în teoria cinetică toate afirmațiile ce se fac au o asemenea natură statistică constituie o caracteristică a acestei teorii; dar ele nu sînt din această cauză mai puțin sigure. Moleculele sînt cu mult mai numeroase decît numărul clienților celei mai mari societăți de asigurare și nu sînt susceptibile de a suferi dezastre neprevăzute, ca războaiele și epidemiile, comportarea lor fiind supusă nu unor instituții omenești, ci legilor naturii.

De exemplu, este perfect comparabil cu legile mecanicii ca la un anumit moment nici una dintre molecule să nu lovească pereții vasului, deoarece s-ar putea întîmpla ca ele să se găsească într-un alt loc al vasului, astfel încît presiunea de pe pereți să dispară. Sau s-ar putea întîmpla ca la un moment dat să lovească pereții un număr de molecule de două ori mai mare decît cel normal sau ca cele care îl lovesc să aibă o viteză de două ori mai mare decît cea normală și o asemenea presiune excesivă ar putea să spargă pereții vasului. Dar în practică nu ne preocupăm de asemenea posibilități, deoarece probabilitatea unor asemenea evenimente este cu mult mai mică chiar decît aceea ca toți deținătorii de polițe de asigurare să moară în aceeași zi.

Legile probabilității ne spun că certitudinea cu care putem prevedea numărul de apariții a unui eveniment crește cu rădăcina pătrată a numărului însuși. Dacă, de exemplu, din datele asupra creșterii populației unui oraș calculăm că în medie se nasc acolo 100 de copii pe săptămînă, trebuie să atribuim acestei cifre o nesiguranță aproximativ egală cu radical din 100, adică cu 10. Ne vom aștepta deci ca numărul de nașteri să fie în multe săptămîni de 90 sau 110 și nu vom fi surprinși chiar dacă vom găsi în unele săptămîni 120 sau 80 de nașteri, dar este cu mult mai puțin probabil ca în vreo săptămînă să se nască 200 sau 50 de copii.

Să ne întoarcem la moleculele din aer. Numărul de molecule care lovesc un centimetru pătrat din suprafața peretelui, adică sînt efectiv în contact mecanic cu el în fiecare

secundă, este de aproximativ 10^{12} (un milion de milioane). Şi aici se aplică legea rădăcinii pătrate şi deci la timpi diferiţi acest număr diferă cu o valoare egală cu pătratul său, care este la 10^6 (un milion). Cu alte cuvinte, presiunea aerului pe un centimetru pătrat din suprafaţa unui perete variază cu aproximativ unu la un milion. Practic nu există instrumente cu care să se poată detecta variaţii atît de mici în presiunea instantanee.

Totuşi, există un mijloc de a pune în evidenţă aceste schimbări. Să presupunem că ne interesează presiunea nu pe un centimetru pătrat de suprafaţă, ci pe o particulă de praf foarte fină, abia observabilă la un microscop foarte puternic. Se ştie de multă vreme că asemenea mici particule se mişcă încoace şi încolo în mod neregulat, fenomen căruia i s-a dat numele de mişcare browniană. Să luăm o particulă cu diametrul de o miime de milimetru, astfel încît suprafaţa sa să fie de 10^{-8} cm^2. În acest caz numărul de molecule de aer care o lovesc în fiecare secundă este de circa 10 000. Conform legii rădăcinii pătrate, ne aşteptăm ca acest număr să varieze la diferiţi timpi cu circa 100, adică 1%. Din aceeaşi cauză, presiunea aerului pe diferite porţiuni ale suprafeţei particulei poate să difere cu 1%; uneori va fi mai mare forţa dintr-o parte şi alteori forţa din partea cealaltă. Rezultatul va fi, evident, o mişcare neregulată a particulei de praf, adică tocmai ceea ce se observă în realitate. Putem compara situaţia unei asemenea mici particule cu cea a unei societăţi de asigurare cu foarte puţini asiguraţi; profiturile sale vor varia foarte mult de la un an la altul, deoarece numărul noilor clienţi, ca şi numărul de decese, variază puternic de la un an la altul.

Pentru a trata problema mişcării browniene se aplică teoria cinetică şi rezultatele sînt din nou confirmate de experienţă. Putem înţelege foarte simplu acest fenomen, imaginîndu-ne că particula de praf este o moleculă de dimensiuni uriaşe, şi deci concluzia că energia cinetică a oricărei molecule va fi, în medie, aceeaşi este valabilă şi pentru o asemenea moleculă-gigant. Energia cinetică a particulei de praf va fi deci în medie tot $\frac{3}{2}\,kT$, şi pentru dimensiunile arătate mai sus aceasta echivalează cu o viteză ceva mai mică de un centimetru pe secundă.

Întreaga teorie cinetică a fost, de fapt, enunţată cu mult înainte de a se fi adus vreo probă hotărîtoare asupra exis-

tenței atomilor. Deși multe dintre concluziile sale erau în concordanță cu faptele cunoscute, ea nu dădea nici o informație cu privire la dimensiunile moleculelor, pînă ce s-a ajuns la studiul mișcării browniene. Comparația pe care am făcut-o permite să se determine direct din mișcarea browniană constanta lui Boltzmann și de aici să se deducă numărul atomilor dintr-un gaz. Dacă am fi dorit să urmăm ordinea istorică, acest capitol ar fi trebuit să-l preceadă pe cel despre atomi, întrucît teoria cinetică este mult mai veche decît cunoștințele noastre asupra structurii atomilor. Am preferat ordinea inversă, deoarece dovezile asupra dimensiunilor atomilor pe care ni le dau mișcarea browniană și alte aplicații ale teoriei cinetice implică raționamente mai complicate și nu sînt la fel de ușor de intuit ca celelalte metode.

NOI VERIFICĂRI ȘI UNELE DIFICULTĂȚI

Pînă acum am vorbit numai despre bazele teoriei cinetice, dar chiar cele mai importante aplicații ale sale sînt atît de numeroase, încît nu pot fi descrise aici. De exemplu, această teorie ne dă posibilitatea să explicăm ce este căldura specifică a gazelor. Fie un gaz monoatomic, adică un gaz în care fiecare atom se mișcă izolat, fără a forma o moleculă, așa cum este cazul gazului nobil heliu. Atunci cînd încălzim un asemenea gaz, nu facem altceva decît să producem o mișcare neregulată a atomilor săi și deci toată energia termică pe care am cedat-o gazului este egală cu energia cinetică $\frac{3}{2}\ kT$. Pentru a găsi deci cantitatea de căldură conținută într-un asemenea gaz, trebuie să înmulțim pe $\frac{3}{2}\ kT$ cu numărul de atomi. Căldura specifică, adică creșterea de energie la ridicarea temperaturii cu un grad, este egală cu $\frac{3}{2}\ k$ pe un atom.

Totuși, dacă considerăm un gaz în care moleculele conțin mai mult de un atom, atunci, în afară de mișcarea dezordonată, ele mai sînt capabile și să se rotească în jurul centrelor lor. Ca rezultat al ciocnirilor, moleculele sînt, în genere, într-o stare de rotație. Și acestei rotații îi revine o cantitate de energie cinetică. Pentru a afla ce fracțiune din energia cinetică îi revine acestei rotații, trebuie să apli-

cam raționamente statistice ciocnirii moleculelor între ele și trecerii energiei de rotație în energie de mișcare a moleculei ca un întreg, și viceversa. Soluția problemei poate fi formulată spunînd că energia cinetică este aceeași pentru fiecare „grad de libertate". Am introdus noțiunea de grad de libertate la sfîrșitul primului capitol și am arătat acolo că mișcarea unui corp implică trei grade de libertate dacă nu ținem seama de rotație; aceea a unei bare — cinci, dacă nu luăm în considerație mișcarea de rotație a barei în jurul axei sale, sau șase, dacă o luăm în considerație etc. Trebuie deci să considerăm că energia cinetică pe un grad de libertate este egală cu $\frac{3}{2}\ kT$. O moleculă biatomică, cum este cea de oxigen sau de azot, se aseamănă cu o bară rigidă, dar fără a avea posibilitatea să se rotească în jurul axei sale, căci aceasta ar însemna că atomii se rotesc în jurul propriilor lor centre. Ea are deci cinci grade de libertate și energia sa cinetică ar trebui deci să fie $\frac{5}{2}\ kT$. Cu alte cuvinte, căldura sa specifică ar trebui să stea în raportul $\frac{5}{3}$ față de căldura specifică a heliului, ceea ce se și constată în realitate.

Acest raționament presupune că molecula de oxigen este perfect rigidă, adică cei doi atomi ai săi păstrează între ei o distanță fixă. De fapt, e de presupus că această distanță reprezintă un compromis între o forță de atracție și una de respingere. Conform legilor chimiei, doi atomi de oxigen se atrag, dar dacă se apropie prea mult unul de altul apare o respingere, atomii fiind mai mult sau mai puțin impenetrabili. Rezultă că trebuie să existe o anumită distanță la care atracția și respingerea se compensează, iar la această distanță atomii sînt în echilibru mecanic, întocmai ca în cazul unei greutăți suspendate de un arc contra gravitației. Dacă tragem corpul prea mult în jos, tensiunea crescută a arcului va fi mai mare decît forța gravitației, care acționează asupra sa de sus în jos; dacă greutatea este prea sus, arcul se va destinde și va apărea o forță netă îndreptată în jos. Există numai un punct unde cele două forțe se echilibrează.

Pe de altă parte, dacă suspendăm o greutate de un arc și o lovim, ea oscilează în sus și în jos pînă ce forța de frecare îi oprește mișcarea. Tot așa trebuie să presupunem că, prin ciocnire, cei doi atomi de oxigen dintr-o moleculă

sînt deplasaţi din poziţia lor de echilibru şi că atunci ei suferă oscilaţii datorită cărora distanţa dintre ei creşte şi descreşte în mod periodic.

Dacă aplicăm teoria noastră procesului prin care ciocnirile dau naştere unor asemenea vibraţii, ajungem din nou la concluzia că, în medie, acestui nou grad de libertate, corespunzător vibraţiei, i se repartizează o energie cinetică de $\frac{1}{2}\ kT$. Dar în acest caz sistemul poate avea atît energie cinetică, cît şi energie potenţială. Pentru a ne întoarce la exemplul arcului şi greutăţii, la sfîrşitul mişcării, cînd arcul este întins sau cînd greutatea a fost ridicată la maximum contra gravitaţiei, ea se va opri înainte de a-şi inversa direcţia mişcării şi în acel moment nu există energie cinetică: întreaga energie este potenţială. Se poate arăta că, în medie, cele două feluri de energie sînt egale şi deci vibraţiei îi corespunde şi o energie potenţială $\frac{1}{2}\ kT$. Ar rezulta deci că, dacă ţinem seama de posibilitatea de vibraţie, molecula de oxigen ar trebui să conţină nu $\frac{5}{2}\ kT$, ci $\frac{7}{2}\ kT$, şi aceasta nu ar fi în acord cu faptele observate. Aici apare o contradicţie între teoria cinetică şi experienţă. Această discrepanţă nu se regăseşte totdeauna. La unele molecule se observă într-adevăr această contribuţie a vibraţiilor lor interne. Ea se observă în special la moleculele grele şi la temperaturi înalte. Vom vedea mai tîrziu că discrepanţa nu se datoreşte unei defecţiuni a teoriei cinetice, ci constituie una dintre indicaţiile că legile fundamentale ale mecanicii devin insuficiente pentru fenomenele care se petrec la scara atomică.

Aceeaşi dificultate, dar într-o formă mult mai gravă, apare dacă ţinem seama de faptul că fiecare atom conţine un nucleu şi electroni. De exemplu, fiecare atom de oxigen conţine 8 electroni şi, dacă ţinem seama şi de mişcarea acestora, molecula de oxigen ar trebui să aibă nu 5 sau 6, ci 54 grade de libertate. Dacă ciocnirile ar avea ca rezultat o mişcare neregulată a electronilor în interiorul atomilor, s-ar ajunge la cantităţi de căldură mult mai mari decît cele pe care le găsim în practică. Concluzia ce se impune este deci că în mişcarea unui gaz, cum este oxigenul, ciocnirile nu afectează mişcarea internă a atomului. Această concluzie este cu totul diferită de rezultatul la care ar tre-

bui să ne aşteptăm dacă, spre exemplu, de sistemul nostru solar s-ar apropia vreodată suficient de mult un alt soare cu planetele sale; găsim aici o nouă confirmare a concluziei la care am ajuns în capitolul precedent, şi anume că există diferenţe importante între comportarea unui atom şi cea a Soarelui şi a planetelor.

Aşadar, cu toate că în stadiul actual al parcurgerii materialului nu putem schiţa o descriere „mecanică" a ceea ce se petrece în interiorul unui atom, rezultatele descrise mai sus ne obligă să considerăm atomul, pentru cele mai multe scopuri, ca o structură rigidă, a cărui mişcare internă nu este afectată uşor de forţele din exterior.

CORPURILE SOLIDE ŞI LICHIDELE

Pînă acum am aplicat doar gazelor teoria cinetică, dar ea poate fi folosită şi pentru a înţelege structura solidelor şi a lichidelor. Ne oprim mai întîi asupra corpurilor solide.

Am văzut deja că, pentru a explica unele fenomene, chimia reclamă existenţa unor forţe de atracţie între atomi şi, pe de altă parte, că această atracţie se transformă în respingere cînd atomii ajung efectiv în contact unul cu altul. Deci, dacă într-un spaţiu mic se află un număr mare de atomi, forţele tind să-i apropie pe cît posibil, fără însă ca

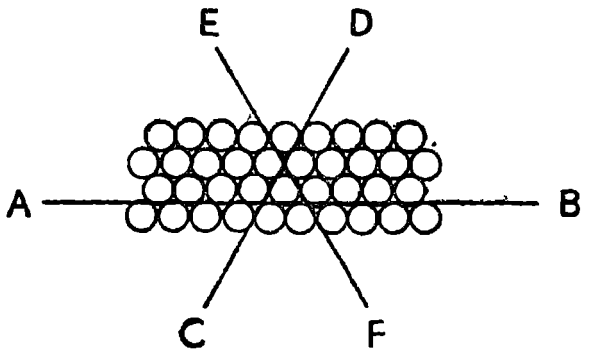

Fig. 27. Sfere înghesuite

ei să se întrepătrundă; aceasta duce în general la o structură regulată. De exemplu, dacă presupunem că atomii se comportă ca nişte sfere rigide de dimensiuni egale, care se atrag reciproc, ei vor tinde să se „stivuiască" cît mai strîns, ca în figura 27. Dacă umplem o cutie cu mici sfere egale, de exemplu cu bile, şi scuturăm puţin cutia pentru ca bilele să se taseze, ele se vor aşeza în straturi, fiecare strat prezentîndu-se exact ca în figura 27.

De fapt, atomii pot forma structurile cele mai variate, deoarece forțele dintre ei sînt de naturi diferite. Ei pot fi, de exemplu, destul de moi (asemănîndu-se mai degrabă cu mingi de cauciuc decît cu bile rigide) și forțele de atracție joacă în acest caz un rol important. Într-un compus, diferiții atomi pot avea dimensiuni diferite, și aceasta afectează de asemenea structura. Dar interesant este că totdeauna se formează o structură regulată în care un grup de atomi se repetă periodic. O asemenea structură regulată de atomi se numește „rețea"; cele mai multe substanțe solide sînt formate din asemenea „rețele" de atomi. Această repetare regulată face ca ele să fie rețele perfecte pentru difracția radiațiilor Röntgen, despre care am discutat în capitolul precedent. Într-adevăr, difracția radiațiilor Röntgen poate fi folosită în scopul determinării rețelei cristaline, adică a modului de aranjare a atomilor în rețea.

O structură regulată ca cea din figura 27 favorizează anumite direcții față de celelalte. Dacă, de exemplu, rupem în două o asemenea rețea, aceasta se realizează cel mai ușor de-a lungul unor linii ca *AB* sau *CD* ori *EF*. Rezultă că asemenea „cristale" vor tinde să se spargă în așa fel, încît fețele lor să formeze între ele anumite unghiuri bine precizate. Această comportare ne este tuturor familiară, deoarece apare la unele minerale și pietre și în particular la toate pietrele prețioase; de asemenea această tendință se manifestă în mod clar la grăunții de sare sau de zahăr. În metale, cum ar fi oțelul sau aluminiul, ea nu este evidentă, întrucît acestea sînt formate dintr-un mozaic foarte fin, fiecare părticică a acestuia avînd o structură de genul celei din figura 27, însă rețelele diferitelor părticele au direcții diferite. O asemenea structură este denumită microcristalină, deoarece e formată din mici cristale. În cazul metalelor, natura și dimensiunile acestor microcristale au o mare importanță tehnologică.

Faptul că atomii, între care știm că acționează forțe de atracție și de respingere, tind să formeze asemenea rețele regulate este o consecință directă a mecanicii, dar fără a afla date noi despre aceste forțe nu putem prevedea în nici un caz particular care anume rețea se va forma. Ce se întîmplă dacă încălzim substanța? În acest caz atomii sînt din nou în mișcare, dar într-un solid ei nu se pot depărta prea mult unul de altul, datorită forțelor dintre ei. Rezultatul este că atomii vibrează în jurul poziției lor de echilibru.

Pentru a stabili cît de mare este această vibrație, trebuie să aplicăm din nou teoria cinetică. Se constată că regula privitoare la energia cinetică medie se aplică și aici. Dacă o substanță solidă conține N atomi, fiecare dintre ei are trei grade de libertate și deci energia lor cinetică va fi, în medie, $\frac{3}{2} NkT$; și aici energia potențială este egală în medie cu cea cinetică, astfel că energia totală de vibrație va fi $3\,NkT$. Demonstrația acestui rezultat cu ajutorul teoriei cinetice sau al mecanicii statistice este oarecum abstractă, dar o dovadă în sprijinul său o poate aduce studiul ciocnirilor unor molecule de gaz cu suprafața unui astfel de cristal. Se constată că, în medie, în astfel de ciocniri moleculele de gaz nici nu pierd, nici nu cîștigă energie dacă energia lor cinetică medie este egală cu energia cinetică a fiecărui atom din cristal.

Se impune deci concluzia că cantitatea de căldură conținută într-o substanță solidă la temperatura T este egală cu $3\,NkT$, unde N este numărul de atomi. Căldura specifică este $3\,Nk$. Această lege, denumită „legea Dulong și Petit", se verifică în cazul celor mai multe corpuri solide, cu condiția ca temperatura lor să nu fie prea scăzută, dar nu este niciodată valabilă la temperaturi foarte mici. Cantitatea de căldură conținută într-un solid adus la o temperatură apropiată de zero absolut este cu mult mai mică decît cea care ar corespunde acestei legi. Astfel, comportarea solidelor la temperaturi scăzute constituie o nouă contradicție, care arată că ceea ce știm pînă aici despre legile naturii este încă incomplet.

Similar se poate arăta că elasticitatea corpurilor solide (adică faptul că este necesară o forță pentru a le modifica forma și că după ce forța încetează să acționeze ele tind să se întoarcă la forma normală) poate fi înțeleasă cu ajutorul noțiunii de atomi și a forțelor dintre ei.

Forța necesară pentru a sparge asemenea corpuri sau a le da o deformare permanentă reprezintă o problemă mult mai complicată și abia în ultimii douăzeci de ani a devenit posibilă tratarea ei într-o formă cantitativă.

De asemenea putem înțelege de ce substanțele solide se topesc, adică devin lichide atunci cînd sînt încălzite la o temperatură suficient de ridicată. Astfel, pe măsură ce se ridică temperatura, vibrațiile fiecărui atom în jurul poziției lui de echilibru devin tot mai puternice. Atomii vecini vor devia și ei din ce în ce mai mult de la poziția normală în

rețea. Or, poziția normală a fiecărui atom este determinată numai de forțele exercitate de atomii învecinați; deci dacă aceștia sînt deranjați din pozițiile lor normale, atunci și atomul considerat nu mai stă la locul său. Rezultă că, pe măsură ce vibrațiile atomilor în jurul poziției normale cresc, tendința lor de a rămîne într-o rețea regulată descrește, pînă ce se ajunge la un punct cînd regularitatea dispare cu totul, aranjarea atomilor devenind haotică.

Am putea compara această situație cu o coloană lungă de soldați care merg în marș. Pe măsură ce obosesc, unii dintre ei nu mai mențin corect pasul. La început aceasta nu va perturba regularitatea marșului coloanei; dar se va atinge punctul cînd în raza de vedere a fiecărui soldat tot atîția soldați sînt în pas cîți ajung să meargă în voie, și în acest moment nu va mai exista nici o ordine.

Așa se reprezintă schematic procesul topirii. În lumina teoriei atomice putem înțelege și cum se poate transforma un lichid sau un solid într-un gaz. Să considerăm atomii de la suprafața unui solid sau a unui lichid. Deși acești atomi vibrează, ei rămîn totdeauna în sfera forței de atracție a vecinilor lor (aflați la distanțe regulate sau neregulate unii față de alții); însă viteza cu care se mișcă atomii încoace și încolo nu este totdeauna aceeași. Uneori ea e mai mică, alteori însă atomul vibrează mai puternic, deoarece se poate nimeri ca mișcarea tuturor vecinilor săi să se combine astfel încît să-l împingă într-o anumită direcție. Din cînd în cînd se poate întîmpla ca un atom să dobîndească suficientă viteză pentru a se îndepărta de vecinii săi și a scăpa în afara substanței considerate. Astfel spațiul de deasupra lichidului sau a solidului conține cîțiva atomi care se mișcă liber, constituind un gaz. Se întîmplă uneori ca un atom al unui astfel de gaz să lovească suprafața lichidului sau a solidului și să împartă energia sa cinetică cu atomii pe care-i întîlnește. Drept urmare, el nu mai reține de obicei suficientă energie pentru a scăpa din nou. Dacă inițial a fost doar lichidul sau solidul și de loc gaz, atunci atomii vor continua să scape de la suprafață, făcînd să crească cantitatea de gaz, pînă ce numărul atomilor care lovesc suprafața și sînt captați egalează numărul celor ce scapă de pe ea. Numărul atomilor care părăsesc suprafața depinde, evident, de temperatură. Cu cît este mai mare temperatura, deci cu cît vibrează mai tare atomii, cu atît va fi mai mare probabilitatea ca un atom să dobîndească suficientă energie

pentru a scăpa în exterior şi, prin urmare, presiunea de vapori la echilibru a unui lichid sau a unui solid, adică acea presiune de vapori la care tot atîţia atomi ies din substanţă cîţi intră, creşte cu creşterea temperaturii.

Aceste exemple sînt suficiente pentru a arăta că întreaga comportare normală a materiei poate fi redusă, în ultimă instanţă, la comportarea mecanică a atomilor şi la legile statisticii, aplicate unui număr mare de atomi. Evident, în acest capitol nu am atins stadiul în care am putea prevedea caracteristicile mecanice a oricărei substanţe date plecînd de la principii de bază, întrucît nu am aflat încă precis care anume sînt forţele dintre atomi. Important este însă că sîntem în măsură să ne dăm seama că aceste probleme se reduc la problema structurii atomice şi a forţelor de interacţiune dintre atomi, cu alte cuvinte că comportarea materiei este o consecinţă a legilor fundamentale care guvernează structura şi comportarea atomilor.

Deşi raţionamentele noastre, bazate pe mecanica clasică şi pe teoria cinetică, au fost confirmate pe foarte multe căi, rămîn totuşi unele contradicţii importante şi nu putem pretinde că înţelegem structura materiei înainte ca aceasta să fi fost elucidată.

CĂLDURA RADIANTĂ

O contradicţie deosebit de importantă de acest tip apare atunci cînd studiem emisia undelor electromagnetice, cum ar fi radiaţia termică sau lumina, de către un corp încălzit. Acest proces ne este tuturor familiar şi îl putem observa, de exemplu, atunci cînd conectăm la reţeaua electrică un radiator electric şi-i lăsăm rezistenţa să se încălzească treptat. La început el nu emite lumină vizibilă, dar dacă apropiem mîna, simţim că radiază căldură, care, după cum am văzut, constă din aşa-numitele raze infraroşii. Pe măsură ce temperatura creşte, această radiaţie creşte şi ea în intensitate şi la un moment dat apare o lumină roşie slabă. Spunem atunci că elementul radiatorului este „încins la roşu". Pe măsură ce temperatura continuă să crească, lumina devine mai intensă şi în acelaşi timp îşi schimbă culoarea, trecînd spre galben. În cazul radiatorului electric obişnuit, aceasta corespunde temperaturii maxime ce se poate atinge, însă putem continua experienţa privind filamentul unui bec electric, care este confecţionat din acelaşi tip de sîrmă

cu rezistența radiatorului, dar care se poate înfierbînta și mai tare. În cazul becului, lumina este mult mai intensă și are aproape aceeași culoare ca și Soarele. Spunem că firul este „încins la alb". În arcul electric, care este și mai fierbinte, lumina are o nuanță albăstruie, adică culoarea e încă și mai mult deplasată înspre capătul violet al spectrului decît în cazul luminii Soarelui. Un arc de carbon poate fi mai fierbinte decît suprafața Soarelui. S-a constatat că, de fapt, culoarea și intensitatea luminii nu depind prea mult de natura corpului care o produce, ci mai ales de temperatura sa. Cazul ideal este acela al așa-numitului corp negru, și explicarea cantității de radiație produse de un corp negru de o anumită temperatură, ca și a culorii acestei radiații, constituie una dintre problemele-cheie în studiul radiației termice.

Problema poate fi pusă și sub forma următoare. Să ne imaginăm un asemenea corp negru închis într-o încăpere ai cărei pereți sînt perfect reflectători (oglinzi) și deci reflectă radiația fără a absorbi nimic din ea. În acest caz, pe măsură ce corpul negru emite tot mai multă radiație, aceasta va parcurge dezordonat distanțele dintre pereții reflectători, afară de o parte care va cădea din nou pe corp și va fi absorbită. Acest proces va continua pînă se va atinge starea de echilibru, în care corpul absoarbe tot atîta radiație cîtă emite. Dacă știm cîtă lumină de o anumită culoare există la echilibru, putem calcula cîtă radiație emite corpul în orice moment dat.

Aplicînd teoria cinetică la această problemă, se obține un rezultat foarte simplu, dar surprinzător prin consecințele sale, și anume că atît energia electrică, cît și cea magnetică a undelor de lumină este egală, în medie, cu $\frac{1}{2} kT$ pe fiecare grad de libertate. Dar cîte grade de libertate are cîmpul radiativ, sau cîmpul electromagnetic, într-o astfel de încăpere? Pentru a avea complet dat cîmpul electric trebuie să-i cunoaștem intensitatea, direcția și sensul în fiecare punct al spațiului; dar numărul de puncte din incinta noastră este nelimitat, deci ar trebui să existe un număr infinit de grade de libertate și ar trebui, prin urmare, să nu se atingă niciodată starea de echilibru. Această concluzie este însă în contradicție cu experiența.

Sub un alt aspect situația este ilustrată în figura 28. Aici este redată dependența intensității luminii de o anumită

culoare de temperatură. Temperatura este trecută pe axa orizontală şi intensitatea luminii pe cea verticală (pe axele de coordonate). Linia dreaptă punctată reprezintă rezultatul care decurge din teoria cinetică (curba teoretică) care ne spune că intensitatea radiaţiei de orice culoare ar trebui să crească proporţional cu temperatura. Celelalte curbe cu linii continue arată cum variază în realitate intensitatea luminii în cazul diferitelor culori. La temperaturi foarte ridicate, fiecare dintre aceste curbe este paralelă cu cea teoretică

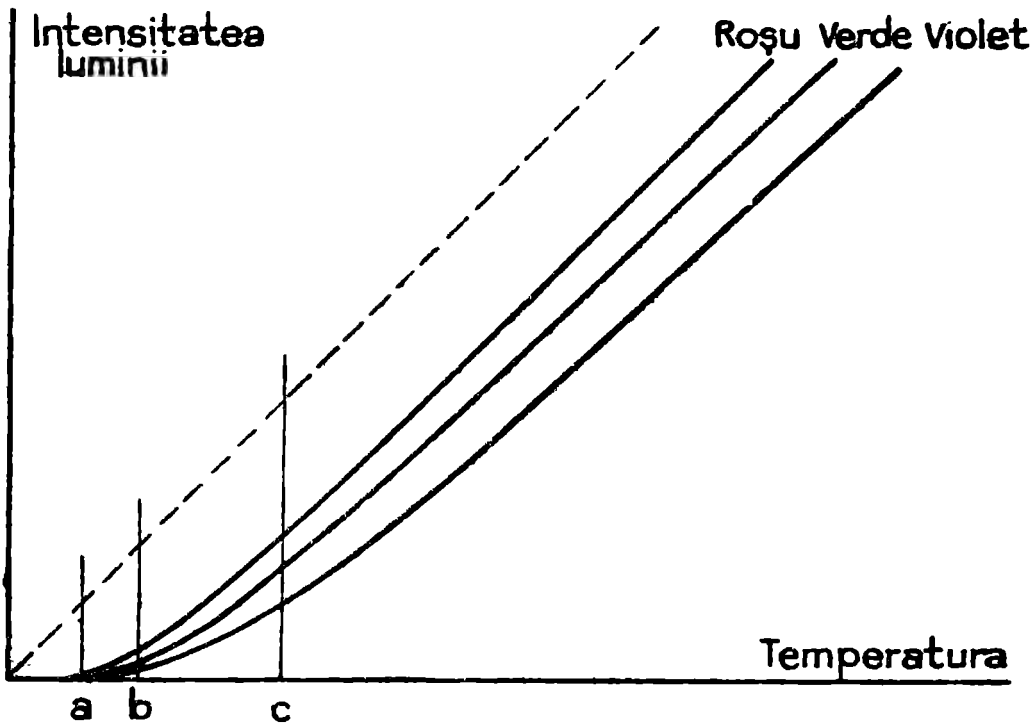

Fig. 28. Radiaţia termică

şi diferă de ea doar relativ puţin. La temperaturi joase însă intensitatea găsită experimental este mult diferită de cea prevăzută de teorie. De exemplu, la temperatura corespunzătoare liniei verticale, notată în figură cu *a*, practic nu există de loc lumina vizibilă, deşi teoria cinetică prevede aici o intensitate însemnată. La punctul *b* există o lumină roşie de intensitate apreciabilă, dar mult mai puţină lumină verde şi de loc violetă. În *c* toate culorile au intensităţi comparabile.

Aici avem din nou un caz în care prevederile, în aparenţă sigure, ale teoriei cinetice dau greş. Am putea adăuga că,

în lista contradicţiilor menţionate pînă aici, doar aceasta din urmă prezintă un interes istoric deosebit, deoarece, încercînd s-o înţeleagă, Max Planck a ajuns la necesitatea introducerii ipotezei cuantelor de acţiune, care a deschis drumul rezolvării celor mai multe din aceste dificultăţi.

Asupra acestor idei noi ne vom opri o bună parte din restul cărţii prezente, dar în discutarea lor va fi necesar să ne referim la rezultatele unei alte ramuri importante care s-a dezvoltat în secolul nostru, şi anume teoria relativităţii.

6

Teoria relativităţii

CONSIDERAŢII GENERALE

În acest capitol vom face cunoştinţă cu prima dintre revoluţiile provocate în gîndirea ştiinţifică de descoperirile secolului al XX-lea. Ca să ne exprimăm în limbajul fizicianului, conţinutul capitolelor precedente este considerat ca fizică „clasică", spre deosebire de teoriile „moderne" care vor fi expuse acum.

Ideile relativităţii au întîmpinat o puternică opoziţie atît din partea fizicienilor, cît şi din partea filozofilor. Fizicienii au privit noua ipoteză cu spiritul critic, propriu profesiunii lor, cu care trebuie să privească orice teorie nouă pînă ce aceasta trece prin tripla verificare pe care o impune fizica. În primul rînd, ea trebuie să lase neatinse succesele cercetărilor anterioare şi să nu răstoarne explicaţiile observaţiilor care au folosit tocmai la confirmarea ideilor anterioare. În al doilea rînd, ea trebuie să explice în mod consistent noile fapte care au pus în dubiu ideile precedente şi care au sugerat noua ipoteză. Şi, în al treilea rînd, ea trebuie să prevadă fenomene noi sau relaţii noi între diferite fenomene, fie necunoscute pînă atunci, fie numai vag bănuite în momentul în care ea a luat naştere.

Acest proces a necesitat un oarecare timp în cazul teoriei relativităţii, deoarece ea joacă un rol important numai în cazul corpurilor care se mişcă cu o viteză comparabilă cu cea a luminii. Întrucît la apariţia teoriei relativităţii asemenea corpuri nu erau la îndemîna observatorului, posibilităţile de verificare erau prea rare şi de multe ori verificarea necesita observaţii extrem de dificile, de precizie foarte mare. Între timp, particulele care se mişcă cu viteze foarte mari au devenit obişnuite în orice laborator de fizică. Nu mai avem acum de-a face cu mici corecţii în comportarea acestor particule care să necesite măsurători de înaltă precizie, ci caracterul relativist al mişcării lor are efecte însem-

nate, imposibil de neglijat. Privind lucrurile sub aspect practic, cînd inginerii proiectează mașini destinate cercetărilor de fizică în care particulele elementare sînt accelerate pînă la viteze foarte mari, ei sînt obligați să includă în aceste mașini dispozitive foarte costisitoare și care devin necesare numai din cauza aspectului caracteristic relativist al mișcării particulelor. Ei nu sînt de loc dispuși să considere acest aspect drept rezultatul unor speculații gratuite sau eronate. În prezent nici un fizician familiarizat cu experiențele cu particule rapide nu ar mai putea pune la îndoială principiile relativității.

Opoziția filozofilor se datorește faptului că teoria relativității a abordat noțiuni care au fost totdeauna considerate ca fiind de domeniul filozofilor. S-a pus la îndoială dreptul fizicienilor de a discuta concepte pe care filozofii le-au considerat ca adevăruri evidente și indiscutabile.

În momentul de față pare să fie aproape unanim recunoscut faptul că ideile noastre despre spațiu și timp derivă în ultimă instanță direct din experiența asupra lumii exterioare și că multe afirmații pe care le considerăm evidente sînt adevărate numai în limitele experienței noastre practice. Ele se pot dovedi nejustificate atunci cînd sînt extinse la situații cu care nu sîntem obișnuiți.

În istoria fizicii, asemenea situații sînt curente. Descoperirea că Pămîntul se rotește în jurul propriei sale axe era în contradicție cu intuiția mecanică bazată pe experiența zilnică. Atunci cînd învățăm la școală despre opoziția pe care a întîmpinat-o la început această idee, sîntem tentați să-i considerăm pe savanții evului mediu, care nu au vrut s-o accepte, ca avînd un orizont nemaipomenit de îngust; însă singurul motiv pentru care noi găsim evidentă această idee este faptul că ne-am familiarizat cu ea încă din perioada școlarizării și am acceptat-o înainte ca spiritul nostru critic să se fi dezvoltat suficient pentru a o pune în discuție.

Conținutul legii lui Galileu, care spune că un corp în mișcare tinde să-și continue mișcarea, părea în contradicție cu experiența de fiecare zi și punerea ei la îndoială de către savanții timpului respectiv a fost la început justificată. Ea a fost acceptată cu greu de către gînditorii acelui timp, care nu puteau concepe idei abstracte despre mișcare.

Și faptul că lumina are o viteză finită este în contradicție cu intuiția noastră. E greu să ne obișnuim chiar numai cu gîndul că viteza sunetului este finită; chiar atunci cînd

urmărim pe cineva care taie lemne la o oarecare distanţă, observăm că sunetul loviturii ne parvine mai tîrziu decît efectul vizual al căderii toporului. Pentru explicarea fenomenului este necesară o acomodare conştientă a simţurilor noastre la o situaţie neintuitivă. Cu atît mai mult ne-am obişnuit să ne bazăm pe ochii noştri pentru a ne spune ce se petrece în lumea exterioară şi să considerăm că informaţia pe care ne-o dau ei este adevărată şi că ea reflectă ce se petrece chiar în momentul în care vedem. Nu există nimic în viaţa de toate zilele de pe suprafaţa Pămîntului care să contrazică această iluzie, dar o experienţă de trei sute de ani în astronomie şi metodele recente de măsurare a timpului cu precizie enormă ne-au obligat să acceptăm faptul că lumina are viteză finită.

Natura ondulatorie a luminii creează dificultăţi similare intuiţiei noastre. Doar un efort conştient de raţionament ne poate face să acceptăm că difracţia undelor de lumină pe o muchie ascuţită poate determina lumina „s-o ia după colţ".

Astfel, fiecare pas înainte al ştiinţei ne obligă să abandonăm cîte o prejudecată adînc înrădăcinată; dar, probabil, în trecut acceptarea tuturor ideilor noi, cu excepţia legii lui Galileu, a fost uşurată prin faptul că ele puteau fi explicate în limbajul unor modele mecanice uzuale. De exemplu, experienţa referitoare la viteza finită a sunetului ne-a pregătit pentru acceptarea vitezei finite a luminii. Comportarea undelor de lumină poate fi concretizată prin observarea încreţiturilor apei dintr-un bazin, diferenţa fiind numai în ceea ce priveşte scara de mărimi. În cazul relativităţii însă nu dispunem de nici un ajutor asemănător.

Probabil că la acceptarea cu atîta întîrziere a teoriei relativităţii a contribuit şi numele său, care sugera în mod superficial o legătură cu conceptul filozofic de relativitate, conform căruia orice adevăr era considerat ca relativ. După cum vom vedea, nimic nu este mai depărtat de conţinutul noii teorii. În relativitate, legile fizicii au o formă precisă şi absolută, numai că anumite afirmaţii speciale pe care intuiţia noastră ne-a făcut să le considerăm ca absolute s-au dovedit a fi simple prejudecăţi.

Faptul că cele mai multe dintre legile naturii, în special legile mecanicii, nu-și modifică aspectul dacă observatorul, în loc să stea în repaus, se mișcă cu o viteză constantă în aceeași direcție ca și fenomenul respectiv, se cunoștea însă cu mult înainte de a se fi ajuns în stadiul de dezvoltare care l-a condus pe Einstein la formularea teoriei relativității.

Este bine cunoscut faptul că pasagerul unui tren nu percepe mișcarea trenului, afară de cazul cînd vibrațiile vagonului datorită asperităților liniei ferate sau accelerarea datorită fie pornirii și opririi, fie curburii liniei îi arată că trenul se mișcă. Deseori ni se întîmplă ca, privind pe fereastra vagonului la un alt tren din stație, să nu știm dacă a pornit trenul nostru sau cel alăturat. Răspunsul îl găsim doar atunci cînd aruncăm o privire asupra clădirilor din stație sau asupra altor obiecte, care, după cum știm din experiență, sînt de obicei în repaus. Dacă un tovarăș de compartiment ar afirma că, de fapt, stația cu linia ferată și întregul peisaj se mișcă, iar trenul stă pe loc, n-ar fi chiar atît de ușor să-i dovedim că nu are dreptate. Orice experiență mecanică pe care am efectua-o în interiorul compartimentului s-ar desfășura exact în același mod dacă trenul ar sta în repaus (făcînd abstracție de vibrații și de curbe la care ne-am mai referit). Acest fapt se exprimă, de obicei, afirmînd că legile mecanice rămîn aceleași pentru doi observatori care se mișcă unul față de altul cu o viteză uniformă.

Și este foarte bine că se întîmplă așa, căci altminteri ar fi fost mult mai greu să se stabilească legile mecanicii din observații făcute la suprafața Pămîntului, deoarece, așa cum știm acum, Pămîntul nu este în repaus, ci se rotește în jurul axei sale împreună cu noi, cu laboratorul nostru și cu toată aparatura de măsură, făcîndu-ne să ne deplasăm în spațiu cu o viteză de aproximativ 1 700 de kilometri pe oră. Această mișcare nu este rectilinie și uniformă, ci se produce pe un cerc, astfel încît, așa cum am văzut în cap. 1, ne dă și o accelerație. Dar perioada de revoluție fiind de 24 de ore, schimbarea în direcție este lentă. În timp ce viteza este foarte mare față de vitezele cu care sîntem obișnuiți în practică, accelerația este foarte mică. Accelerația poate fi pusă în evidență prin experiențele cu așa-numitul pendul al lui Foucault, dar viteza însăși nu are nici un efect asupra vreunui proces mecanic.

In afară de aceasta, Pămîntul se mișcă pe orbita sa în jurul Soarelui cu o viteză încă și mai mare, iar Soarele cu toate planetele sale se mișcă și el în raport cu alte stele.

Astfel, în timp ce legile mecanicii nu ne permit să distingem mișcarea uniformă de starea de repaus, s-ar părea că lucrurile stau altfel atunci cînd avem de-a face cu electricitatea și cu lumina. Cînd am discutat în cap. 2 legile cîmpului electromagnetic, am văzut că undele electromagnetice, care includ și undele de lumină, se propagă totdeauna cu o viteză bine determinată, pe care am notat-o cu c. Ar trebui deci să observăm o diferență în viteza aparentă de propagare a luminii, datorită faptului că noi înșine ne mișcăm. De exemplu, dacă singura mișcare s-ar datora rotației Pămîntului, lumina unei lămpi plasate la est față de noi ar trebui să ne parvină mai repede, deoarece ne mișcăm înspre lampă și venim deci în întîmpinarea undelor de lumină. Tot astfel, lumina unei lămpi plasate la vest față de noi ar trebui să se propage aparent mai lent, deoarece trebuie să ajungă la ochiul nostru care se depărtează de ea. Dacă u este viteza cu care se mișcă suprafața Pămîntului, viteza aparentă a luminii provenite de la o sursă dinspre est ar trebui să fie $c+u$, iar cea de la o sursă venind dinspre vest $c-u$. Diferența este, desigur, foarte mică, u fiind de aproximativ 1 000 000 de ori mai mic decît c, dar o experiență îngrijită ar trebui s-o pună în evidență.

Acest efect așteptat era denumit uneori „vînt eteric", deoarece în vremea aceea se credea că tot spațiul este umplut cu o substanță ipotetică, numită eter, care ar acționa ca un transportor al undelor electromagnetice. Efectul mișcării noastre prin eter asupra propagării luminii părea similar cu efectul unui vînt puternic asupra propagării sunetului, fiind bine cunoscut faptul că sunetul are o viteză aparentă mai mare în direcția vîntului decît împotriva lui.

În celebra lor experiență, Michelson și Morley au încercat să detecteze acest „vînt eteric". Pentru a evita dificultatea măsurării distanțelor și a timpilor cu înalta precizie necesară, ei au folosit un fascicul de lumină separat în două. O parte se propaga în direcția est-vest și înapoi, după reflecția pe o oglindă, iar cealaltă în direcția nord-sud spre o altă oglindă și iarăși înapoi. La recombinare, aceste două raze de lumină ar fi trebuit să formeze franje de interferență de tipul celor discutate în cap. 3, a căror poziție depinde de numărul de oscilații al fiecărei unde de lumină în drumul

său. Nu este greu să calculăm timpul cît a călătorit fiecare dintre razele reflectate. Acest calcul, pe care-l vom omite aici, arată că efectul mișcării Pămîntului este egal cu cel care s-ar obține dacă ramura est-vest a aparatului ar fi lungită în raportul $1/\sqrt{1-\frac{u^2}{c^2}}$. Este greu să se măsoare cu precizia necesară lungimea drumului străbătut de lumină, dar Michelson a raționat astfel: rotind aparatul cu un unghi drept, astfel încît acum cealaltă ramură să aibă direcția est-vest, ar trebui să se lungească durata de călătorie a uneia dintre razele de lumină și să se scurteze cea necesară celeilalte raze, rezultatul fiind că franjele de interferență se vor deplasa. Deoarece Pămîntul, pe lîngă mișcarea în jurul axei sale, mai are și o mișcare pe orbită în jurul Soarelui, viteza cu care efectiv ne mișcăm ar trebui să-și schimbe direcția și de la zi la noapte. Deci chiar dacă aparatul ar sta în repaus, franjele ar trebui să-și schimbe poziția în cursul unei zile.

Rezultatul acestei experiențe a fost negativ. În orice direcție ar fi rotit aparatul și oricît de lung ar fi fost timpul de observație, nu s-a putut detecta nici o deplasare a franjelor de interferență. La fel au eșuat toate încercările de a pune în evidență „vîntul eteric". Deci întreaga grupă de experiențe care părea să facă posibilă distincția între mișcare și repaus a dat greș.

CONTRACȚIA LORENTZ

Pentru a înțelege complet importanța acestui rezultat a fost necesar un timp destul de lung. S-au încercat diferite explicații. De exemplu, s-a presupus că viteza luminii ar putea depinde de mișcarea sursei de lumină. Întrucît în experiența lui Michelson s-a folosit o lampă fixată pe suprafața Pămîntului, ne-am putea aștepta ca lumina să se propage cu o anumită viteză în raport cu această sursă, adică în raport cu suprafața Pămîntului. Dar explicația a trebuit abandonată la o considerare mai atentă, deoarece se știe că lumina Soarelui este, de fapt, produsă de atomii din atmosfera acestuia, atomi care, conform rezultatelor din capitolul precedent, se mișcă neregulat și cu viteze foarte mari. Dacă explicația de mai sus ar fi corectă, ar trebui ca lumina care provine de la diferiți atomi să aibă viteze diferite. Dacă am

privi nu Soarele, ci o stea similară cu el, dar mult mai depărtată, am vedea această stea nu ca pe un punct, ci ca pe o dîră, deoarece lumina emisă de diferiţi atomi de pe stea ne-ar parveni cu viteze diferite şi deci ar fi pornit în momente cînd steaua era în poziţii foarte diferite faţă de telescopul nostru.

S-a presupus de asemenea că în vecinătatea Pămîntului eterul ar participa într-o oarecare măsură la mişcarea lui, astfel încît în jurul nostru ar exista o „atmosferă" de eter care s-ar mişca o dată cu Pămîntul. Şi această ipoteză a trebuit înlăturată, deoarece, dacă ea ar fi adevărată, ar trebui să existe undeva în exteriorul Pămîntului o regiune de tranziţie, unde viteza eterului ar avea un salt: de la cea a Pămîntului la cea din spaţiul cosmic. Aceasta ar duce la o refracţie a razelor de lumină şi la o deplasare aparentă a poziţiei stelelor, ceea ce în realitate nu se observă.

S-au încercat multe alternative, dar toate s-au dovedit inconsistente. Cea mai apropiată de adevăr este ipoteza lui H. A. Lorentz, care pare trasă de păr la prima vedere. Lorentz a presupus că orice obiect în mişcare se contractă în direcţia mişcării în raportul $1 \Big/ \sqrt{1 - \frac{u^2}{c^2}}$, unde u este viteza obiectului. Dacă în aparatul lui Michelson braţul îndreptat în direcţia mişcării s-ar fi contractat în acest raport, prin aceasta s-ar fi compensat efectul „vîntului eteric". La prima vedere, „contracţia Lorentz" pare cît se poate de artificială şi de nerezonabilă. Parcă natura ar fi conspirat să-şi ajusteze legile în aşa fel, încît să ne îngreuieze observarea vîntului eteric! În mecanică nu s-ar putea găsi nici o raţiune pentru care corpurile ar suferi o asemenea contracţie ciudată.

Totuşi, există o bază mult mai temeinică pentru această ipoteză decît s-ar părea la prima vedere. Lorentz ştia deja că substanţa constă din atomi şi că atomii conţin particule cu sarcini pozitive şi negative, forţele care le ţin laolaltă fiind forţe electrice. Or, în legile electromagnetismului, viteza luminii apare ca o constantă. Dacă particulele încărcate se mişcă cu o viteză nu prea mică faţă de viteza luminii, cîmpurile lor electrice devin mai complicate. O sarcină punctuală, de exemplu, cum ar fi sarcina unui nucleu atomic, creează un cîmp electric în care potenţialul depinde numai de distanţa faţă de sarcină, astfel încît toate punctele de pe o sferă cu centrul în sarcina respectivă se află la acelaşi

potențial. Dacă sarcina se mișcă, ea produce nu numai un cîmp electric, ci și unul magnetic, deoarece transportul de sarcină electrică echivalează cu un curent electric. În plus, cîmpurile electric și magnetic variază în orice punct al spațiului pe lîngă care trece sarcina. Am văzut în cap. 2 că, atunci cînd cîmpul variază în timp, în legile cîmpului electric și magnetic apar complicații. Problema matematică este aici mai complicată, dar ea poate fi rezolvată, și rezultatul obținut este că suprafețele de potențial constant nu mai sînt sferice, ci sînt turtite în direcția mișcării, exact atît cît ar rezulta din contracția Lorentz.

Această variație a forțelor electrice ar trebui să producă fără îndoială și o variație a mărimii și formei atomului, precum și a distanței dintre diferiții atomi. Pe atunci nu se cunoștea suficient structura atomului pentru a se putea afirma cu certitudine care ar fi efectul global. S-a întrezărit însă posibilitatea ca această contracție Lorentz să apară ca o consecință a efectului mișcării asupra forțelor electrice care țin atomii laolaltă.

Dacă această idee a lui Lorentz se confirma, ea ar fi putut explica rezultatul negativ al experienței lui Michelson. Mai mult chiar, la prima vedere se părea că ea ar oferi o nouă posibilitate de a afla dacă un corp se află în repaus sau în mișcare. Să considerăm din nou, pentru simplificare, numai mișcarea datorită rotației Pămîntului și să luăm un cub, măsurat cu foarte mare precizie, care are una dintre muchii în direcția nord-sud. Dacă îl rotim cu un unghi drept, muchia care era înainte în direcția nord-sud este acum în direcția est-vest și va suferi contracția Lorentz, în timp ce cealaltă muchie orizontală, care înainte era în direcția est-vest, se va extinde. Măsurările ar trebui deci să ne arate că în noua poziție corpul nu mai are formă cubică. De fapt, contracția Lorentz este atît de mică, încît ar fi extrem de dificil să detectăm schimbarea, dar putem să ne imaginăm că am avea instrumente de măsură suficient de precise pentru aceasta.

Ne-am găsi însă atunci în fața unei dificultăți mult mai fundamentale. Singurul mod de a măsura o lungime îl constituie compararea ei directă sau indirectă cu o lungime-etalon, de exemplu cu o bară. Dar și această bară, ca oricare alt corp rigid, ar fi supusă contracției Lorentz și deci, atunci cînd o întoarcem pentru a o pune mai întîi de-a lungul unei muchii și apoi de-a lungul celeilalte, ar

suferi și ca contracția Lorentz. Cele două muchii ar apărea din nou egale dacă le referim la gradațiile barei cu care facem măsurătoarea.

Rezultă că, dacă am aplica în mod consecvent postulatul lui Lorentz tuturor corpurilor solide fără excepție, ar fi imposibil în principiu să detectăm contracția prin vreo măsurătoare directă.

CUM SĂ COMPARĂM LUNGIMILE ȘI TIMPII

Totuși, și în aceste condiții se poate crede că contracția Lorentz ar putea constitui un mod adecvat de a descoperi care din cele două trenuri de la începutul acestei discuții stă în repaus și care se mișcă. Să presupunem că vagoanele ambelor trenuri sînt de construcție identică; atunci cele ale trenului în mișcare trebuie să se contracte, să fie deci mai scurte decît ale trenului care se află în repaus. Pentru a ușura înțelegerea lucrurilor, să ne imaginăm momentan că viteza trenului în mișcare ar fi egală nu cu a milioana parte, ci cu a treia parte din viteza luminii; atunci contracția Lorentz ar scurta acest tren cu 5%, ceea ce ar fi ușor de observat. Tot ce am avea deci de făcut ar fi să privim atent atunci cînd două vagoane trec unul în dreptul celuilalt și să vedem care este mai lung.

Totuși, și aceasta este mult mai complicat decît s-ar părea, dacă ne amintim că avem de-a face cu viteze foarte

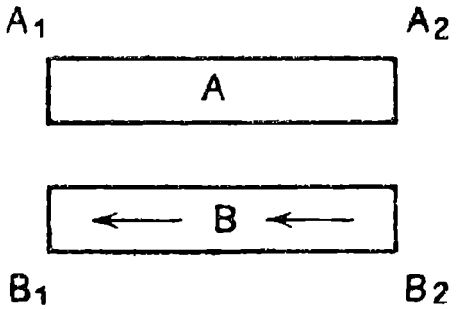

Fig. 29. Trenuri care se încrucișează

mari și cu timpi foarte scurți. Pentru a înțelege aceasta, să considerăm figura 29. Dreptunghiul *A* indică trenul în repaus, iar *B* pe cel în mișcare. Dacă *B* este într-adevăr mai scurt, atunci în momentul în care capătul său anterior

B_1 este în dreptul lui A_1, capătul său posterior ar trebui să fi trecut deja de A_2. Dar pentru a fi siguri de aceasta trebuie să fim siguri de momentul de timp în care facem observaţia. Dacă îl privim pe B_2 cu foarte puţin timp mai devreme, el nu va fi trecut de A_1 şi atunci vagonul ne va apărea mai lung. Cu alte cuvinte, compararea celor două vagoane revine la a fi în stare să spunem cu mare precizie momentul de timp în care capetele lor trec unul prin dreptul celuilalt. Trenul în mişcare este mai lung sau mai scurt decît celălalt, respectiv dacă capătul său B_2 trece în dreptul lui A_2 înainte sau după ce capătul său B_1 trece în dreptul lui A_1.

Putem, desigur, să privim cele două capete simultan, dar atunci intrăm în complicaţii legate de viteza finită de propagare a luminii. Să presupunem că ne aflăm în A_1. În momentul cînd îl vedem trecînd pe B_1 îl vom vedea şi pe B_2, dar nu aşa cum este el chiar în acel moment, ci aşa cum era în urmă cu un foarte scurt interval de timp, egal cu timpul necesar luminii pentru a ajunge de la B_2 la A_1. Este adevărat că putem face corecţia necesară, deoarece cunoaştem viteza de propagare a luminii. Dar pentru a calcula corecţia trebuie mai întîi să cunoaştem lungimea propriului nostru vagon, adică trebuie să presupunem că vagonul nostru este în repaus şi că deci nu trebuie să-i aplicăm contracţia Lorentz, de asemenea că lumina se propagă cu viteza sa normală şi deci nu trebuie să ţinem seama de „vîntul eteric".

Am putea încerca să obţinem un semnal de la A_2 la A_1 în vreun alt mod. Ne-am putea imagina că un observator plasat în A_2 apasă pe un buton atunci cînd trece B_2 şi că această apăsare dă un semnal oarecare în A_1, dar acest semnal se transmite sau printr-un mijloc mecanic, sau printr-un curent electric, sau cu ajutorul vreunei instalaţii oarecare, iar toate aceste mijloace de comunicaţie sînt, de fapt, mai lente decît lumina. La calcularea vitezei lor de propagare cu precizia necesară ne lovim de aceleaşi dificultăţi.

Să ne limităm deci la semnalele luminoase şi să încercăm să privim întregul pròces din punctul de vedere al unui observator aflat în celălalt tren, care încearcă să aplice acelaşi procedeu. Şi el ar urmări trecerea lui A_2 în dreptul lui B_2 şi a lui A_1 în dreptul lui B_1 şi ar transmite de asemenea un semnal luminos de la un capăt al vagonului la celălalt, aplicînd o corecţie pentru timpul necesar transmiterii acestui semnal. El ar presupune, desigur, că trenul său este în repaus şi nu ar aplica nici o corecţie pentru

contracţia Lorentz sau pentru „vîntul eteric". Rezultatul interesant care se obţine ducînd aceste calcule pînă la capăt este că acest observator ar ajunge la concluzia, la fel de îndreptăţită, că vagonul nostru a fost scurtat prin contracţie Lorentz, adică A_1 şi B_1 sînt unul în dreptul celuilalt înainte ca A_2 să fie în dreptul lui B_2.

Este important de înţeles că observaţiile celor doi observatori pot fi complet intervertite. Noi ajungem la concluzia că vagonul B se mişcă şi deci este scurtat prin contracţie Lorentz, în timp ce celălalt observator, pornind de la ipoteza că vagonul său este în repaus, ajunge la concluzia că vagonul nostru A se mişcă şi deci este scurtat. Fără îndoială, noi vom critica măsurătorile sale, deoarece el a făcut presupuneri care ni se par greşite cu privire la lungimea vagonului său şi la absenţa „vîntului eteric", dar el ne va răspunde că din punctul său de vedere metodei noastre i se aplică aceeaşi critică.

Esenţa acestui raţionament, care este o versiune simplificată a aceluia folosit de Einstein, constă în faptul că lungimea unui obiect nu are o semnificaţie absolută, ci depinde de starea de mişcare a observatorului care măsoară această lungime. Similar, problema timpului, în speţă care anume din două evenimente din două puncte depărtate unul de altul se petrece mai devreme, nu are semnificaţie absolută, ci depinde de punctul de vedere al observatorului.

Aceste idei sînt, desigur, în contradicţie cu intuiţia noastră. Noi considerăm în mod intuitiv lungimea unui obiect sau timpul în care are loc un eveniment ca fiind concepte absolute, nelegate în mod necesar de însuşi procesul de măsurare. Trebuie să ne obişnuim însă să acceptăm faptul că certitudinea aceasta ne vine numai din experienţa vieţii de toate zilele. În practică, orice nesiguranţă cu privire la lungimea exactă a unui obiect în mişcare, cum ar fi vagonul de cale ferată, este complet neglijabilă, în limitele erorii oricărei determinări practice. De asemenea, în practica zilnică nu ne lovim de nici o dificultate dacă considerăm că orice eveniment pe care l-am putea vedea se petrece chiar în momentul cînd îl vedem, deoarece pentru orice scop putem considera în acest caz viteza luminii ca infinit de mare.

Unul dintre meritele teoriei lui Einstein este tocmai faptul că a scos în evidenţă că ideile pe care ni le-am format despre spaţiu şi timp le-am extras din experienţă şi că,

atunci cînd le aplicăm unor situaţii care implică viteze mai mari sau timpi mai scurţi decît cei cu care sîntem obişnuiţi, nu putem să le luăm ca ceva de la sine înţeles; pentru ca aceste noţiuni să aibă o semnificaţie clară, trebuie să le specificăm cu precizie. Aceasta se realizează formulînd întrebări la care se poate da, în principiu, un răspuns numai prin observaţie.

Pînă acum am văzut deci că postulatul cu privire la contracţia Lorentz este în concordanţă cu principiul conform căruia legile fizicii sînt exact aceleaşi pentru doi observatori care se mişcă uniform unul faţă de altul şi că nu există nici un criteriu pentru ca punctul de vedere al unui observator să poată fi preferat celui al altui observator.

Legătura între observaţiile efectuate de diferiţi observatori poate fi exprimată cu ajutorul diagramelor. Figura 30 reprezintă un astfel de grafic, în care distanţele sînt trecute pe orizontală, iar timpii pe verticală. Linia orizontală *OX* reprezintă o dreaptă, de exemplu linia de cale ferată de care am vorbit, într-un moment dat, pe care îl considerăm timpul zero. De-a lungul ei am marcat distanţe egale prin „borne kilo-

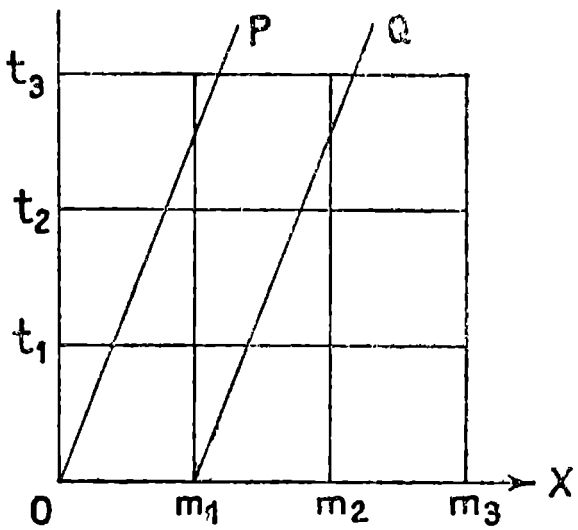

Fig. 30. Graficul distanţă—timp

metrice" m_1, m_2, m_3 etc. Linia verticală *Ot* indică scurgerea timpului faţă de punctul iniţial *O*, intervalele de timp egale fiind notate cu t_1, t_2, t_3. Celelalte linii orizontale arată din nou calea ferată în momente t_1, t_2 şi t_3, iar celelalte linii verticale trecerea timpului la diversele borne kilometrice.

Asemenea diagrame sînt, de fapt, folosite pentru stabilirea orarului trenurilor, deoarece pe ele trecerea unui tren se poate indica printr-o linie oblică, cum ar fi OP sau m_1Q, și astfel se poate spune la prima vedere la ce oră va trece trenul printr-un punct dat sau unde se vor întîlni două trenuri. În cazul de față însă, OP și m_1Q indică cele două capete ale vagonului nostru în mișcare.

Să presupunem acum că și observatorul din trenul în mișcare marchează distanțele și înregistrează timpii; cum vor arăta rezultatele lui în comparație cu ale noastre? Pentru cazul unui tren real, cînd toate vitezele sînt mici față de viteza luminii și deci relativitatea nu joacă nici un rol, situația este ilustrată în figura 31 *a*. Liniile înclinate indică acum puncte care observatorului din tren îi apar ca fixe și pe care el le consideră ca marcînd distanțele; într-adevăr, capătul fiecărui vagon reprezintă pentru el un reper fix. Propriile noastre borne kilometrice sînt arătate sub formă de linii punctate, pentru comparație. Marcajele de timp sînt

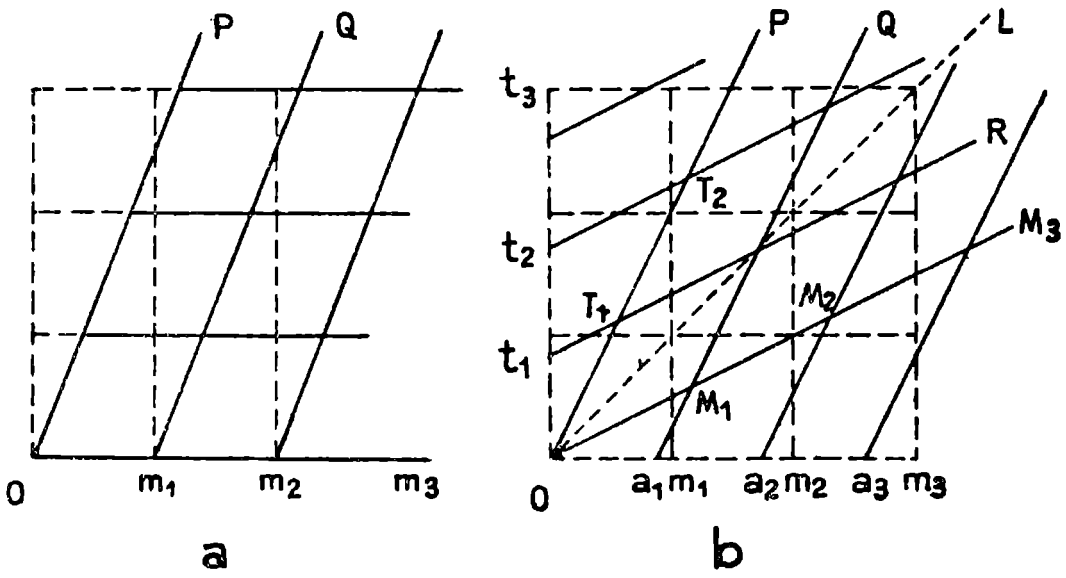

Fig. 31: a) observator în mișcare. Viteză mică; b) observator în mișcare. Viteza egală cu jumătate din viteza luminii

aceleași și pentru el, și pentru noi, întrucît, dacă nu ținem seama de relativitate, timpul este același pentru orice observator.

Să comparăm această situație cu tabloul relativist care apare atunci cînd avem de-a face cu viteze foarte mari.

Pentru aceasta trebuie să alegem o altă scară: în figura 31 *b* este reprezentată situaţia în care bornele noastre „kilometrice" sînt atît de depărtate una de alta, încît lumina va parcurge distanţa dintre două borne consecutive într-o unitate de timp (de exemplu, dacă unitatea de timp este de o secundă, distanţa dintre bornele kilometrice trebuie să fie de 300 000 km). La această scară, mişcarea oricărui tren real ar apărea ca o linie practic verticală; în desen am arătat însă cazul unui „tren" care se mişcă cu jumătate din viteza luminii. Şi aici OP şi a_1Q indică respectiv mişcarea părţii dinapoi şi a celei dinainte ale unui vagon. Acum a_1 nu mai coincide cu m_1, deoarece — datorită contracţiei Lorentz — trenul pare a se fi scurtat şi, la un moment dat, pare mai mic decît distanţa dintre O şi m_1. Marcajele de timp ale observatorului în mişcare sînt acum date de liniile înclinate de tipul lui $OM_1M_2M_3$ etc. Deci, pentru a găsi lungimea vagonului nostru, observatorul în mişcare va urmări unde este intersectată această linie de liniile care indică cele două capete ale lui, adică de cele două linii verticale punctate care trec prin O şi m_1. Cea de-a doua linie verticală trece în stînga lui M_1 şi observatorul în mişcare va găsi deci că vagonul nostru este mai scurt decît distanţa Om_1.

Pînă acum diagrama nu a făcut decît să repete, în formă grafică, ceea ce am discutat deja în cuvinte; ea permite însă să tragem încă o concluzie. Să considerăm linia punctată OL. Ea indică trecerea unui semnal luminos, întrucît o deplasare de-a lungul acestei linii descrie o mişcare care necesită tocmai unul dintre intervalele noastre de timp pentru a ajunge la „borna kilometrică" următoare şi deci, prin convenţie, reprezintă tocmai viteza luminii. Din experienţa lui Michelson ştim că viteza luminii trebuie să fie aceeaşi şi pentru observatorul în mişcare, deci linia OL trebuie să treacă şi prin colţurile diagramei sale. La construirea diagramei din figura 31 s-a ţinut seama de aceasta. Se observă că marcajele de timp întîrziate de tipul T_1R ale observatorului în mişcare vor intersecta marcajele noastre de timp între Ot_1 şi OP.

De aici putem deduce efectul mişcării asupra măsurării timpului, adică asupra unui ceas. Dacă observatorul poartă un ceas care a fost sincronizat cu ceasul nostru în repaus în momentul cînd a trecut prin O, el va „bate", adică va indica trecerea unui interval de timp la T_1, dar pentru noi

acest moment este ulterior lui t_1. Deci noi tragem concluzia că ceasul pe care îl poartă observatorul în mişcare rămîne în urmă. Din simetria figurii se vede că el rămîne în urmă faţă de al nostru în aceeaşi măsură în care distanţele s-au contractat prin contracţie Lorentz. Acest efect asupra ceasurilor în mişcare este cunoscut sub numele de dilatarea timpului. Şi aici, cu exact acelaşi drept, observatorul din tren va trage concluzia că ceasul nostru rămîne în urmă, deoarece „bătaia" acestuia t_1 are loc deasupra liniei T_1R, adică, din punctul de vedere al acestui observator, după sfîrşitul primului interval de timp.

Această dilatare a timpului, prevăzută teoretic, poate fi legată direct de comportarea particulelor rapide, aşa cum vom vedea în cap. 11.

COMPUNEREA VITEZELOR

Acestea fiind noile relaţii între timpii şi distanţele înregistrate de diferiţii observatori, trebuie să existe o nouă regulă pentru compunerea vitezelor. Dacă un individ trage cu puşca dintr-un tren care se mişcă cu viteza u, ţintind înaintea sa şi dînd glontelui viteza v faţă de tren, viteza glontelui, văzută de un observator în repaus faţă de terasament, va fi egală cu $u + v$. Dar în relativitate trebuie să ţinem seama de diferenţa de puncte de vedere cu privire la timpi şi distanţe, astfel încît, dacă viteza glontelui este v faţă de observatorul în mişcare, calculele arată că pentru un observator în repaus ea este $\frac{u+v}{1+\frac{uv}{c^2}}$. Dacă atît u cît şi v sînt mici faţă de c, termenul al doilea de la numărător este foarte mic faţă de unu şi din nou vitezele se adună. Dacă însă u şi v nu sînt atît de mici, rezultatul este diferit. De exemplu, dacă atît u cît şi v sînt egale cu jumătate din viteza luminii, efectul combinat al celor două viteze este $\frac{4}{5}\,c$. Se vede uşor că dacă atît u, cît şi v sînt mai mici decît viteza luminii, oricît de apropiate ar fi de ea, viteza rezultantă va fi totuşi mai mică decît c.

Această regulă se aplică numai dacă cele două viteze au aceeaşi direcţie. Pentru cazul general regula este mai complicată şi nu o voi da aici.

O anumită consecinţă a acestei reguli de compunere a vitezelor este evidentă. Dacă $v = c$, adică dacă în loc de a trage cu puşca individul din tren trimite un semnal luminos, viteza rezultantă este tot c; aceasta ne aduce înapoi la punctul de plecare, şi anume că lumina se propagă cu aceeaşi viteză faţă de ambii observatori.

Acest principiu al constanţei vitezei luminii reprezintă legea fundamentală a relativităţii. Pentru a evita confuziile, trebuie să accentuăm că de cîte ori am vorbit aici despre viteza luminii ar fi trebuit să spunem „viteza luminii în vid". În orice mediu material, chiar şi în aer (şi cu atît mai mult în substanţe dense ca apa sau sticla), viteza luminii este diferită, aşa cum am văzut în cap. 3 cînd am vorbit despre refracţia luminii. O rază de lumină care trece prin sticlă nu se va propaga deci faţă de diferiţii observatori cu aceeaşi viteză. Acest lucru nu trebuie să ne surprindă, deoarece situaţiile văzute de cei doi observatori sînt diferite. Pentru unul dintre ei sticla sau apa este în repaus, în timp ce pentru celălalt ea se mişcă. De fapt, studiind tocmai propagarea undelor electromagnetice prin corpuri în mişcare a ajuns Einstein să pătrundă semnificaţia consideraţiilor de mai înainte.

MECANICA CORPURILOR ÎN MIŞCARE RAPIDĂ

Aceste noi proprietăţi ale distanţelor şi timpilor ne obligă să modificăm legile mecanicii atunci cînd le aplicăm la corpuri în mişcare rapidă. Pentru a vedea ce anume modificări sînt necesare, putem raţiona în felul următor: să considerăm cea de-a doua lege a lui Newton, care spune că forţa este egală cu viteza de variaţie a impulsului. Înainte de a generaliza această lege trebuie să ne fie clar că atît noţiunea de impuls, cît şi cea de forţă pot necesita o revizuire; forma pe care o va lua această lege a mecanicii depinde în oarecare măsură de faptul dacă vrem să menţinem una dintre ele neschimbată şi care anume.

Se constată că cea mai clară formulare se obţine dacă păstrăm neschimbată legea acţiunii şi reacţiunii, care spune că forţele exercitate de două corpuri unul asupra celuilalt trebuie să fie egale şi de sens opus. În consecinţă, interacţiunea dintre două corpuri nu schimbă impulsul total. De ase-

mențea vom păstra nemodificată legea conservării energiei și, în particular, dacă avem de-a face cu o ciocnire elastică, a energiei mecanice. Să considerăm ciocnirea dintre două corpuri elastice identice, de exemplu două bile de biliard.

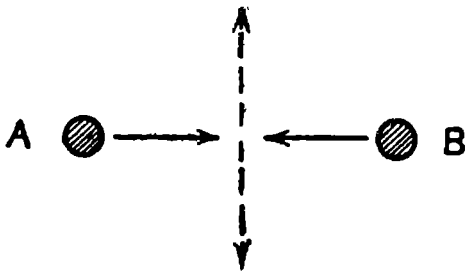

Fig. 32. Ciocnirea a două corpuri

Dacă ele se ciocnesc cu viteze egale și de semn opus, suma impulsurilor lor trebuie să fie egală cu zero, iar dacă impulsul trebuie să se conserve, el trebuie să fie nul și după ciocnire. Aceasta înseamnă că și după ciocnire cele două bile trebuie să se miște cu viteze egale și de sens opus.

Am reprezentat în figura 32 ciocnirea a două asemenea bile, săgețile indicînd vitezele lor inițiale. Lungimile egale ale săgeților arată egalitatea vitezelor. Să presupunem acum că bilele s-au ciocnit, astfel încît, atunci cînd se separă direcțiile lor, formează un unghi drept cu cea inițială, așa cum s-a indicat în figură prin săgețile punctate. Vitezele trebuie să fie din nou egale. Mai mult, conservarea energiei cere ca viteza cu care bilele se separă să fie egală cu aceea

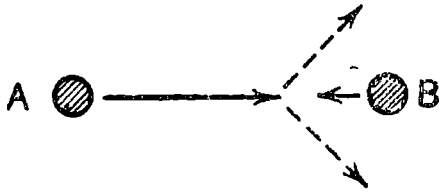

Fig. 33. Ciocnirea din fig. 32 văzută de un observator în mișcare

cu care s-au ciocnit. Dacă viteza cu care bilele se apropie una de alta este u, energia cinetică totală înainte de ciocnire este egală cu de două ori energia cinetică a unei bile care se mișcă cu viteza u, și, dacă ele se separă tot cu viteza u, energia finală va fi aceeași cu cea inițială. Se vede că aceste considerații sînt valabile indiferent de modul cum depinde energia cinetică de viteză.

Conchidem deci că situaţia schiţată în figura 32 este posibilă din punct de vedere mecanic, în sensul că impulsul şi energia se conservă. Dacă legile mecanicii trebuie să fie aceleaşi pentru orice observator, legile conservării energiei şi impulsului trebuie să fie satisfăcute şi atunci cînd acest proces este văzut de un observator în mişcare. Să presupunem că observatorul în mişcare se mişcă cu viteza v de la dreapta la stînga, astfel încît faţă de el bila A se mişcă mai rapid, iar bila B mai lent decît în cazul precedent; după ciocnire, el nu le va mai vedea mişcîndu-se în unghi drept faţă de direcţia iniţială, ci într-o direcţie înclinată mai spre dreapta, aşa cum se arată în figura 33. Important este faptul că din legea compunerii vitezelor putem calcula direcţiile şi valorile tuturor vitezelor, aşa cum sînt văzute ele de acest observator, adică direcţiile şi lungimile tuturor săgeţilor din figura 33. Şi aici trebuie să se conserve impulsul şi energia, iar aceasta ne dă indicaţii asupra impulsului şi energiei corpurilor care se mişcă cu viteze diferite. Nu voi intra în detalii de calcul, care ar implica mai multe cunoştinţe de matematici decît am folosit pînă acum. Calculul ne permite să determinăm univoc dependenţa energiei şi impulsului de viteza fiecărei particule.

El arată că impulsul p al unui obiect de masă m care se mişcă cu viteza u este $p = \frac{m\,u}{\sqrt{1 - \frac{u^2}{c^2}}}$. Această relaţie între p şi u este reprezentată grafic în figura 34. Curba continuă reprezintă relaţia relativistă, în timp ce linia punctată reprezintă relaţia clasică $p = m\,u$. Se vede că pentru u, impulsul relativist este practic acelaşi cu cel „clasic", dar că pentru viteze apropiate de cea a luminii el este cu mult mai mare decît în mecanica newtoniană. Acelaşi rezultat poate fi exprimat şi altfel: putem menţine definiţia impulsului ca produsul dintre masă şi acceleraţie, cu condiţia să acceptăm că masa corpului poate fi variabilă. Dacă notăm prin M mărimea $M = \frac{m}{\sqrt{1 - \frac{u^2}{c^2}}}$, vedem că într-adevăr impulsul este $p = M\,u$. Pentru a separa cele două definiţii ale masei, m este uneori numită masă de repaus a corpului, adică masa pe care o determinăm prin măsurători dinamice atunci cînd obiectul este în repaus sau se mişcă foarte încet. Chiar dacă lucrăm cu noţiunea de masă variabilă, trebuie

să ţinem seama că nu avem voie să exprimăm legea dinamică sub forma care ne dă forţa egală cu masa înmulţită cu acceleraţia. Forţa trebuie luată ca viteza de variaţie a impulsului, adică viteza de variaţie a masei înmulţită cu viteza.

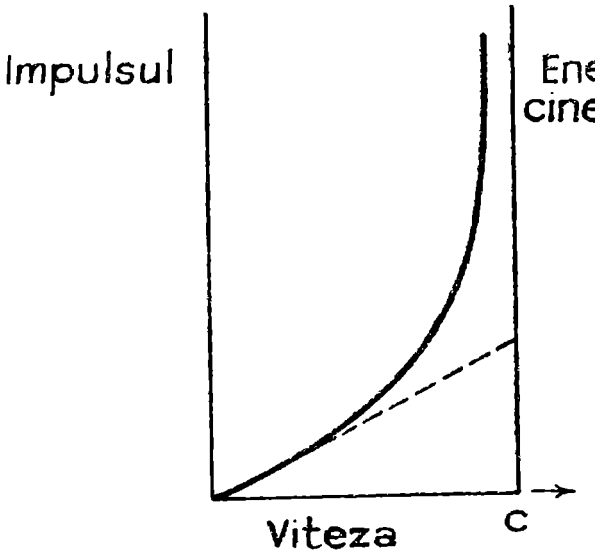

Fig. 34. Impuls şi viteză

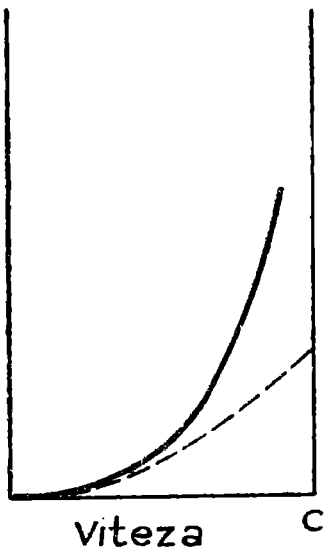

Fig. 35. Energie cinetică şi viteză

Cele două exprimări nu sînt echivalente atunci cînd şi masa se schimbă în timpul mişcării.

Din cele expuse rezultă că, pe măsură ce viteza unui corp creşte apropiindu-se de viteza luminii, devine din ce în ce mai greu să-l accelerăm. Pentru a-l face să atingă viteza luminii într-un timp finit, ar fi necesară o forţă infinită. Este deci evident imposibil ca un obiect material să atingă vreodată viteza luminii, nicidecum s-o depăşească. Acest rezultat este satisfăcător; altfel teoria nu ar fi consistentă. Dacă ar fi posibil să aplicăm consideraţiile cu privire la relaţiile dintre diferiţii observatori unui individ dintr-un tren care ar călători cu o viteză mai mare decît cea a luminii, ne-am lovi imediat de paradoxuri.

În ceea ce priveşte energia cinetică, demonstraţia pe care am schiţat-o conduce la $E_{cin} = \frac{m\,c^2}{\sqrt{1 - \frac{u^2}{c^2}}}$. Această relaţie este reprezentată grafic în figura 35, unde linia plină arată din nou relaţia relativistă între energia cinetică şi viteză, iar linia punctată relaţia $E_{cin} = \frac{1}{2} m\,u^2$. Ca şi în cazul impul-

sului, legea newtoniană este adecvată la viteze mici, dar la viteze mari energia corpului în mișcare este mult mai mare decît cea care ar corespunde vechii mecanici: un corp care s-ar mișca cu viteza luminii ar trebui să aibă o energie infinită.

Folosind definiția masei variabile M, putem exprima energia cinetică sub forma $E_{cin} = (M - m)c^2$, sau, cu alte cuvinte, pe măsură ce crește masa corpului, crește și energia sa cinetică. Energia cinetică este egală tocmai cu creșterea masei înmulțită cu pătratul vitezei luminii. Acest fapt sugerează o strînsă legătură între masă și energie, deși pînă acum nu a intrat în considerare decît energia cinetică. Se poate dovedi ușor că și orice altă formă de energie trebuie să ducă la o creștere absolut similară a masei. Pentru a constata aceasta este suficient să considerăm ciocnirea a două corpuri complet inelastice, de exemplu a doi bulgări de pămînt de mase identice. Dacă ei se ciocnesc cu viteze egale și opuse, se vor lipi unul de altul. Impulsul total fiind zero, bulgărele contopit nu are impuls și deci va rămîne în repaus. Putem privi acest proces din punctul de vedere al unui observator în mișcare, punînd din nou condiția ca impulsul să se conserve. Dacă calculăm vitezele aparente pentru acest observator, constatăm că impulsul nu s-ar conserva dacă bulgărele rezultant ar avea masa egală pur și simplu cu suma maselor celor doi bulgări separați; pentru ca impulsul să se conserve este necesar ca masa de repaus a acestui bulgăre să fi crescut tocmai cu o valoare egală cu cantitatea de energie care a fost transformată în căldură, împărțită la c^2. Deci relația între masă și energie include și energia termică; și deoarece putem aranja astfel lucrurile încît căldura să producă o reacție chimică oarecare sau să genereze electricitate printr-un mecanism intern oarecare, aceeași relație trebuie să se aplice oricărei alte forme de energie.

Găsim deci echivalența dintre masă și energie sub următoarea formă: pentru orice variație a energiei de la E_1 la E_2, masa va varia și ea de la M_1 la M_2, astfel încît $E_2 - E_1 = (M_2 - M_1)c^2$.

Dacă aceasta se aplică oricărei variații a masei, este firesc să ne întrebăm: masa de repaus nu este și ea echivalentă cu vreo formă de energie? În toate discuțiile de pînă acum, energia a intervenit totdeauna doar prin intermediul legii conservării energiei, care compară energiile înainte și după ce a avut loc un proces oarecare. Rezultă că nu se schimbă

nimic dacă adăugăm tuturor energiilor o constantă, cu condiția ca ea să apară în bilanțul energetic atît la începutul, cît și la sfîrșitul procesului. Atît timp cît corpurile nu dispar sau nu apar din nimic, este indiferent dacă includem sau nu în bilanțul energetic un termen mc^2 (energia de repaus) — și este chiar avantajos să procedăm astfel, deoarece putem generaliza atunci afirmația că orice masă este echivalentă cu o energie și viceversa. Dar această afirmație generală are și o semnificație reală, deoarece vom vedea mai tîrziu că este posibil să creăm electroni și alte particule materiale și că energia necesară pentru aceasta este într-adevăr mc^2.

UNELE APLICAȚII ȘI CONFIRMĂRI ALE TEORIEI RELATIVITĂȚII

Din cele expuse în acest capitol, cititorul ar putea rămîne cu impresia că am elaborat un edificiu logic complex, bazîndu-ne pe un singur fapt experimental, și anume pe rezultatul negativ al experienței lui Michelson. Oricît de multă încredere s-ar putea acorda experienței și oricît de atrăgător ar fi principiul general al independenței tuturor legilor fizicii de starea de mișcare a observatorului, concluzii cu consecințe atît de vaste nu ar fi totuși acceptate fără existența unui număr mare de alte dovezi. De fapt, s-au găsit din cînd în cînd fizicieni care să pretindă că, repetînd experiența lui Michelson, au obținut un rezultat pozitiv, dar între timp au devenit atît de puternice tot felul de alte dovezi în sprijinul teoriei relativității, încît, chiar dacă s-ar descoperi vreo deficiență fundamentală în raționamentul lui Michelson tot nu am fi siliți să ne schimbăm punctul de vedere.

Practic, orice observație asupra comportării particulelor elementare, care se mișcă cu viteze foarte mari, ne aduce asemenea dovezi. Din punct de vedere istoric, primele asemenea observații s-au făcut pe electroni, deoarece aceștia, fiind particulele cele mai ușoare, pot fi cel mai ușor accelerați pînă la viteze apropiate de cea a luminii. De exemplu, după ce a trecut printr-un cîmp electric de 300 000 V (care este acum lucru banal în orice laborator modern), un electron atinge viteza de 0,8 c. La această viteză, energia sa este aproximativ de două ori mai mare decît ar fi în mecanica nerelativistă și diferența în comportarea sa este deosebit de marcată.

Experienţe mai vechi, făcute la voltaje mult mai mici şi în care deviaţia electronilor în cîmpuri electrice şi magnetice era măsurată cu precizie foarte mare, au pus în evidenţă faptul că masa este variabilă şi deci au confirmat mecanica relativistă. Demonstraţia cea mai convingătoare a comportării relativiste rezultă, poate, din ciocnirea unei particule rapide cu o particulă în repaus. Să presupunem că un electron a fost accelerat într-un fel sau altul pînă la o viteză apropiată de cea a luminii şi că, trecînd prin materie, el se ciocneşte cu un electron în repaus. Întrucît cele două particule au aceeaşi masă, iar pe de altă parte în asemenea ciocniri de obicei nici o fracţiune din energia mecanică nu se transformă în vreo altă formă de energie, aici se aplică rezultatele din cap. 1 cu privire la ciocnirile elastice. După ciocnire cei doi electroni ar trebui deci să se mişte în direcţii care formează între ele un unghi drept. Pe de altă parte, mecanica relativistă ne spune că ambii electroni ar trebui să continue să se mişte înainte, direcţiile lor formînd doar un unghi mic între ele; acest unghi devine din ce în ce mai mic pe măsură ce viteza electronului incident se apropie de cea a luminii. Vom discuta mai tîrziu tehnicile moderne care au permis să se fotografieze urma unui singur electron. În figura 36 este schiţată o asemenea fotografie, în care se vede un electron rapid deviat brusc din drumul său, iar din punctul în care se produce devierea porneşte urma unui alt electron. Toate urmele sînt curbate, deoarece s-a aplicat un cîmp magnetic în vederea determinării vitezelor electronilor. După ciocnire urmele formează între ele un unghi foarte mic.

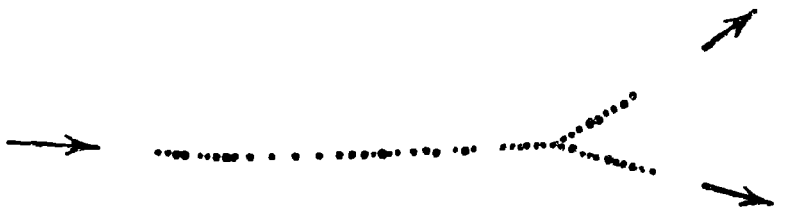

Fig. 36. Urma unui electron rapid care se ciocneşte cu un electron aproape în repaus

Figura reprezintă schiţa unei fotografii obţinute de dr. F.C. Champion.

Un alt exemplu concludent ne este pus la dispoziţie de acceleratorii moderni de particule, al căror principiu şi scop vor fi discutate mai tîrziu. În asemenea acceleratori,

particulele se mișcă sau de-a lungul unei drepte sau (sub influența unui cîmp magnetic) pe un cerc și, la momentul convenabil, li se aplică impulsuri electrice. Performanțele unei asemenea instalații depind deci de cunoașterea vitezei particulelor, astfel încît impulsul electric să fie aplicat tocmai în momentul cînd particula trece în dreptul punctului corespunzător. Există, de exemplu, instalații în care electronii pot fi aduși la energii de 300 MeV [1]. Prin un MeV (1 000 000 de electronvolți) înțelegem energia pe care o capătă un electron la trecerea printr-o diferență de potențial electric de 1 000 000 de volți. Energia de repaus a unui electron este de circa $\frac{1}{2}$ MeV și deci avem de-a face cu electroni a căror energie este de circa 600 de ori mai mare decît energia lor de repaus. Un calcul aritmetic simplu arată că aceasta corespunde unei viteze mai mici decît viteza luminii numai cu cîteva părți la un milion. Dacă nu s-ar lua în considerare relativitatea, asemenea electroni s-ar mișca cu o viteză de 35 de ori mai mare decît cea a luminii și ar fi, evident, imposibil să nu deosebim cele două viteze.

Exemplele acestea constituie doar cîteva dintre numeroasele verificări la care a fost supusă în ultimii ani mecanica relativistă și toate aceste verificări la un loc au suficientă greutate pentru a ne da aceeași încredere în valabilitatea legilor relativiste pentru particulele rapide pe care o avem în valabilitatea legilor lui Newton la viteze mici.

Merită să menționăm o anumită consecință a mecanicii relativiste, deoarece ne vom referi la ea în capitolul următor. Din expresiile care au fost date pentru impuls și energie se poate găsi, cu ajutorul unui calcul algebric simplu, o relație directă între cele două mărimi, și anume $E^2 = c^2p^2 + m^2c^4$, unde E reprezintă energia totală a particulei în mișcare, inclusiv energia sa de repaus mc^2. Dacă o particulă cu un impuls p are o masă atît de mică încît mărimea mc^2 este neglijabilă față de p, această ecuație duce într-o aproximație destul de bună la $E^2 = c^2p^2$, sau $E = cp$. Să considerăm cazul extrem al unei particule care nu are de loc masă de repaus. Pentru această particulă, ultima egalitate este riguros exactă și energia ei este egală cu impulsul său înmulțit cu viteza luminii. Un asemenea corp se va mișca totdeauna cu viteza

[1] Cu ajutorul betatroanelor, sincrotroanelor de electroni și acceleratorilor lineari moderni, se pot accelera electroni pînă la energii de circa 300, 700 și 2 000 MeV respectiv. — *N.R.*

luminii, oricare ar fi impulsul său. Prima expresie pentru energie $E = \frac{mc^2}{\sqrt{1 - \frac{u^2}{c^2}}}$ nu se poate aplica, deoarece atît masa de repaus m, cît și rădăcina pătrată sînt egale cu zero; or, zero împărțit la zero nu are nici o semnificație. Dar relația între energie și impuls rămîne valabilă chiar și în acest caz excepțional. Vom vedea în capitolul următor importanța acestui rezultat în ce privește proprietățile luminii.

PRINCIPIUL ECHIVALENȚEI

Domeniul de care ne-am ocupat în acest capitol aparține așa-numitei teorii a relativității „restrînse". Înainte de a încheia discuția despre relativitate, ar trebui să menționăm cîte ceva despre relativitatea „generalizată", deși nu vom putea să-i acordăm importanța cuvenită.

Pînă acum am avut grijă să nu comparăm între ele decît punctele de vedere ale unor observatori care se mișcă unul față de altul cu viteză uniformă. Relativitatea generalizată studiază legile fizicii așa cum ar apărea ele unui observator în mișcare accelerată. Este limpede că în acest caz natura va apărea observatorului diferită. Pasagerul unui tren care accelerează sau frînează brusc va observa în mod indiscutabil această accelerare. Care este natura senzației sale? Am discutat-o deja în cap. 1, arătînd acolo că ea constituie o manifestare a legii lui Newton, care spune că masa înmulțită cu accelerația este egală cu forța. Pentru a ne menține în mișcare solidară cu trenul care accelerează, bancheta sau podeaua vagonului trebuie să exercite o forță asupra noastră. Fără această forță, toate corpurile ar tinde să continue să se miște uniform și deci, în raport cu trenul, ele ar căpăta o accelerație în sens opus. Efectul ar fi la fel cu cel care s-ar produce dacă trenul ar sta în repaus, dar ar exista un cîmp de forțe (cum ar fi cîmpul gravific) care ne-ar trage înapoi. De fapt, într-un tren care accelerează continuu căpătăm ușoara impresie că trenul merge în pantă și că deci greutatea noastră ne trage înapoi.

Orice accelerație produce același efect ca și gravitația. Să presupunem că am sta într-o cutie închisă, de exemplu în cabina unui ascensor situată undeva în cosmos la o distanță mare de Pămînt sau de orice alte corpuri, astfel încît nu ar exista gravitație. În acest caz toate obiectele din

cabină ar pluti liber în interiorul ei. Dacă ne-am propti doar foarte ușor picioarele pe podea, am fi proiectați în sus pînă am atinge plafonul. Această stare de lucruri a ajuns acum cunoscută din cărțile și filmele despre zborurile în cosmos. Să presupunem, mai departe, că am simți subit din nou propria greutate și am observa obiectele căzînd. Am putea interpreta aceasta în două moduri: am spune că cutia noastră este într-adevăr cabina unui ascensor și că a început să accelereze în sus, sau că cutia continuă să stea nemișcată (sau să se miște cu viteză uniformă), dar că acum sîntem aproape de Pămînt sau de o planetă și că asupra noastră acționează gravitația.

Nu am putea preciza lucrurile chiar dacă am avea o fereastră în plafon prin care am vedea că de capacul cutiei noastre este atașat un cablu și că acest cablu este în mod evident supus unei tensiuni. Această tensiune ar fi de așteptat în ambele cazuri, fie pentru a produce accelerația, fie pentru a menține cabina noastră suspendată contra gravitației.

Invers, dacă am merge într-un lift obișnuit și cablul care îl ține s-ar rupe, astfel încît cabina cu tot conținutul său ar cădea liber, am avea impresia imponderabilității, deoarece forța gravitației ne-ar accelera în aceeași măsură cu cabina, și deci nu ar fi necesară nici o forță pentru a ne menține poziția în raport cu aceasta. Nu am ști deci dacă de fapt cabina noastră cade sau dacă forța de atracție a Pămîntului a încetat deodată (desigur că îndoiala nu ar dura decît pînă în momentul cînd izbim fundul cuștii ascensorului!)[1].

Deci mișcarea accelerată impune schimbarea legilor fizicii: produce aceleași efecte cu un cîmp gravitațional. Acest „principiu al echivalenței", care constituie o trăsătură fundamentală a teoriei relativității, depinde în esență de faptul, deja menționat în cap. 1, că greutățile a două corpuri sînt riguros proporționale cu masele lor, astfel încît forța gravitației le imprimă aceeași accelerație. Teoria generalizată a relativității se bazează pe punctul de vedere că o accelerare a tuturor reperelor față de care raportăm observațiile

[1] Zborurile în cosmos au adus noi elemente în ceea ce privește starea de imponderabilitate.

Această stare începe în momentul în care nava cosmică s-a plasat pe orbită, adică în momentul în care forțele de propulsie au încetat să acționeze și ea se mișcă liber în cîmpul de atracție al Pămîntului.

Cosmonauții au verificat modul în care se comportă diversele obiecte în stare de imponderabilitate, precum și propriul lor organism, completînd astfel datele teoretice cu experiența concretă. — *N.R.*

noastre nu este numai indiscernabilă în practică de efectul unui cîmp gravific, ci accelerația și cîmpul gravific sînt în esență unul și același lucru și nu pot fi diferențiate în principiu.

Aceasta nu înseamnă că am putea să ne amenajăm laboratorul astfel încît să scăpăm complet de atracția gravitației Pămîntului; în acest scop ar trebui să plasăm observatori în cutii în cădere liberă, distribuite împrejurul Pămîntului, și desigur că ele ar izbi în scurt timp Pămîntul, în afară de cazul cînd s-ar ciocni în prealabil una cu alta. Tot ce putem face este ca doar într-o regiune mică a spațiului și pentru un timp scurt să privim mișcarea corpurilor din punctul de vedere al unui observator pentru care nu există gravitație.

TEORIA RELATIVITĂȚII GENERALIZATE

Dacă am încerca să formulăm în felul acesta o descriere a naturii studiind mecanica într-o cutie în cădere liberă, am ajunge la concluzia că spațiul are proprietăți ciudate. De exemplu, să ne închipuim că cutia noastră sosește de la o distanță mare cu o viteză atît de mare, încît atracția Pămîntului nu ar fi suficientă pentru a o face să se ciocnească cu el, ci numai pentru a o devia cu un unghi mic. În figura 37, cercul reprezintă Pămîntul, iar linia notată cu *B* ar putea reprezenta drumul cutiei noastre. Să presupunem de asemenea că în apropierea noastră ar călători un alt observator într-o

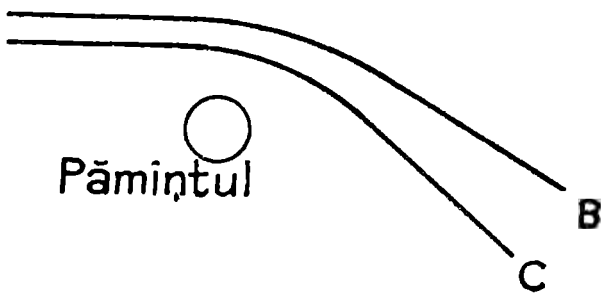

Fig. 37. Doi observatori care trec în apropierea Pămîntului

a doua cutie, cu aceeași viteză și pe o traiectorie paralelă cu a noastră. Pînă în apropierea Pămîntului, *C* s-ar afla la o distanță constantă de noi, dar, întrucît trece mai aproape de Pămînt, ea va fi mai puternic deviată, așa cum se arată

în figură, astfel încît traiectoriile noastre vor avea după aceea direcţii diferite şi se vor separa. Amîndoi ne mişcăm liber, deci nu resimţim nici o acceleraţie. În baza principiilor relativităţii generalizate, am fi deci amîndoi îndreptăţiţi să ne considerăm în repaus, dar am constata că dintr-o dată distanţa dintre noi începe să crească, fără ca aparent vreunul dintre noi să fi început să se mişte.

Cu alte cuvinte, fără a da vreun răspuns cu privire la repaus sau mişcare şi alegînd ca repere orice obiecte care se pot mişca liber, putem detecta prezenţa unui cîmp gravific şi deci prezenţa undeva în vecinătate a materiei grele, după modul în care se comportă distanţele dintre diferitele repere. De aici porneşte descrierea cîmpului gravific în funcţie de proprietăţile spaţiului şi timpului. Ar fi necesar să facem uz de cunoştinţe matematice prea avansate pentru a prezenta mai amănunţit teoria relativităţii generalizate. Vom menţiona însă două concluzii ce rezultă de aici.

Una dintre ele este că într-un cîmp gravific lumina nu se propagă în linie dreaptă, ci este deviată. În fond, aceasta s-ar fi putut deduce şi din faptul, dovedit în relativitatea restrînsă, că masa şi energia sînt echivalente. Raza de lumină are energie, deci şi masă, şi, dacă orice masă este atrasă de un corp greu ca Soarele sau Pămîntul, aceasta trebuie să se aplice şi razei de lumină. Totuşi, numai acest raţionament nu ne spune exact cît de mare este deviaţia, deoarece trebuie să ţinem seama şi de faptul că forţa gravitaţiei depinde de viteza corpului asupra căruia acţionează. Pentru vitezele mici cu care avem de-a face în practică, acest lucru nu prezintă interes, dar dacă este vorba despre viteza luminii diferenţa se face simţită. Atunci cînd lumina trece în imediata apropiere a Pămîntului, ea trebuie deci să fie deviată sub un unghi care poate fi calculat. Rezultă că o stea care s-ar afla lîngă Soare ar trebui să fie văzută de pe Pămînt puţin deplasată faţă de poziţia sa normală. Desigur că în mod normal nu este posibil să vedem o stea atunci cînd ea se află lîngă Soare, dar eclipsele totale de Soare ne oferă asemenea posibilitate, deoarece discul solar, fiind acoperit de Lună, lumina sa nu mai face imposibilă observarea stelelor. Pentru a detecta deplasarea sînt însă necesare măsurări foarte precise, unghiul prezis fiind mai mic de două secunde de arc, ceea ce ar corespunde mărimii unei monede văzute de la o distanţă de patru kilometri. Totuşi, asemenea deplasări au putut fi detectate prin observaţii astronomice de

mare precizie, și deși astronomii mai folosesc și astăzi eclipsele de Soare pentru a îmbunătăți precizia rezultatelor, deplasarea este dovedită cu certitudine, unghiul fiind de ordinul de mărime prevăzut în teoria relativității generalizate.

O altă concluzie importantă se referă la faptul că cîmpul gravific trebuie să afecteze scara timpului, cu alte cuvinte că un ceas aflat în apropierea unei stele masive, unde există un potențial gravific negativ (adică de atracție) puternic, ar trebui să-l vedem rămas în urmă. Și acest lucru poate fi verificat, deoarece lumina unei stele fierbinți conține radiații de culori distincte, adică de anumite frecvențe bine precizate, care, după cum știm, se datoresc proprietății pe care o au unii atomi de a emite oscilații electromagnetice de o anumită frecvență, asemănîndu-se prin aceasta cu un emițător radio în miniatură. Asemenea atomi pot fi considerați drept ceasuri standard, deoarece perioada de vibrație este o caracteristică naturală a atomului, independentă de condițiile exterioare. Or, se știe că atunci cînd provin de la anumite stele masive, aceste radiații caracteristice nu au aceeași culoare cu cele provenite de la stele mai ușoare, ci au o culoare deplasată mai spre roșu.

Acest fapt este în concordanță cu teoria relativității generalizate. Trebuie să presupunem că, din punctul de vedere al unui observator de pe suprafața stelei, „ceasul" atomic este corect, dar, datorită dependenței scării timpului de potențialul gravific, ceasurile apar față de noi, care privim de la distanță, ca rămase în urmă, și deci frecvența luminii pare mai mică, adică culoarea ei mai roșie.

Această influență a potențialului gravific asupra comportării ceasurilor este interesantă și datorită legăturii sale cu un paradox, care ilustrează legătura dintre principiile relativității restrînse și ale celei generalizate.

Se aduce uneori obiecția că relativitatea restrînsă este inconsecventă în prezicerile ei, cu privire la dilatarea timpului. Să considerăm că doi observatori care călătoresc cu viteze mari se întîlnesc și că își potrivesc ceasurile în momentul respectiv. Dacă unul dintre observatori se consideră în repaus, el va trage concluzia că ceasul celuilalt observator trebuie să fi rămas în urmă. La rîndul său, acesta va spune că ceasul primului observator trebuie să fie în urmă, întrucît el se mișcă cu viteză mare. Am văzut că acest fapt nu se poate verifica atît timp cît cei doi observatori sînt la

distanță unul de altul, deoarece nu putem compara fără ambiguitate timpii la care au loc două evenimente ce se petrec în locuri diferite. Totuși, presupunînd că mai tîrziu cei doi observatori se întîlnesc din nou, ei își vor putea compara ceasurile și vor ști astfel care ceas este în urmă față de celălalt și deci care din ei a fost în mișcare.

În cadrul relativității restrînse, răspunsul corect la această obiecție este următorul: cît timp cei doi observatori continuă să se miște cu viteză uniformă unul față de celălalt, ei nu se mai pot întîlni niciodată. Pentru ca să se mai poată întîlni trebuie ca cel puțin unul dintre ei fie să se întoarcă din drum, fie să-și schimbe direcția, și deci să fie supus unei accelerații, astfel încît nu mai este îndreptățit să presupună că a stat tot timpul în repaus.

Relativitatea generalizată ne oferă un răspuns mai complet. Să presupunem, pentru simplitate, că unul dintre observatori s-a mișcat fără accelerație, în timp ce celălalt, după ce a parcurs o anumită distanță, s-a oprit și apoi s-a întors. În virtutea teoriei relativității generalizate, el ar fi și în acest caz îndreptățit să presupună că a stat tot timpul în repaus, dar că s-a aflat sub influența unui cîmp gravific. Aceasta ar putea explica forța care a acționat asupra sa (și pe care noi am atribuit-o accelerației). Or, așa cum am văzut, cîmpurile gravifice afectează ceasurile și, dacă aplicăm în detaliu raționamentele respective situației pe care o discutăm, ajungem din nou la rezultatul că din ambele puncte de vedere există aceeași relație între timpii indicați de cele două ceasuri.

După această discuție incompletă vom părăsi subiectul interesant al relativității generalizate. Într-o dare de seamă completă asupra legilor naturii ar trebui, desigur, să studiem mai amplu acest subiect, dar aici scopul nostru este să prezentăm legile care au o legătură directă cu structura materiei. Relativitatea generalizată are consecințe importante pentru probleme la scară cosmică, incluzînd structura universului. Este probabil ca în viitor să se găsească o relație care să facă legătura între aceste idei și caracteristicile universului la scară redusă, adică cu problemele atomice, dar pentru moment ea este încă necunoscută.

7

Cuante, unde şi particule

IPOTEZA CUANTICĂ. FOTONII

În cap. 4 şi 5 am făcut o prezentare sumară a faptelor elementare privind atomii. Am văzut că materia este construită din atomi ale căror dimensiuni şi masă pot fi determinate, că mişcarea lor explică căldura, că forţele care acţionează între ei explică rigiditatea materiei solide, iar ciocnirile lor cu pereţii — presiunea gazelor. Am văzut că fiecare atom constă dintr-un nucleu greu încărcat pozitiv, care e înconjurat de electroni uşori, încărcaţi negativ. Dar, deşi acest tablou explică multe dintre proprietăţile materiei, am întîlnit, totuşi, deseori contradicţii, dintre care cea mai importantă o constituie faptul că atomii au avut totdeauna dimensiuni determinate şi nu s-au năruit sub acţiunea atracţiei exercitate de nucleul pozitiv asupra electronilor negativi.

Nu vom trece aici în revistă întreaga listă a acestor contradicţii, în primul rînd pentru că este prea lungă şi, în al doilea rînd, pentru că unele dintre ele vor fi discutate mai tîrziu, pentru a arăta cum sînt ele rezolvate în cadrul mecanicii cuantice. Totuşi, exemplele pe care le-am examinat pînă acum sînt suficiente pentru a arăta de ce a devenit evident faptul că legile naturii, aşa cum le-am descris pînă în acest punct, sînt neadecvate pentru a descrie comportarea atomilor.

Este limpede că se impune găsirea unui principiu care să determine scara la care se petrec fenomenele atomice. Prin aceasta înţelegem următoarele: dacă considerăm problema unui electron în mişcare în jurul unei sarcini pozitive sub influenţa unor forţe de natură coulombiană (legea proporţionalităţii inverse cu pătratul distanţei), particula se poate mişca, de exemplu, pe un cerc de orice rază am dori, cu condiţia ca viteza ei să fie ajustată astfel încît forţa centrifugă să fie compensată de forţa de atracţie electrică. În cap. 1 am discutat în detaliu asemenea mişcări circulare.

Același lucru se aplică și în sistemul solar. Legile mecanicii nu conțin nici o restricție care să impună ca orbita pe care se rotește Pămîntul în jurul Soarelui să aibă tocmai dimensiunile pe care le are. Din punct de vedere mecanic, ea ar putea să fie de o sută de ori mai mare sau de o sută de ori mai mică, cu condiția ca viteza Pămîntului să fie de zece ori mai mare, respectiv de zece ori mai mică. În cazul Pămîntului, mișcarea actuală este rezultatul istoriei sale anterioare. Cîndva, cu foarte mult timp în urmă, Pămîntul și Soarele făceau parte din aceeași masă, probabil de gaz fierbinte, din care materia s-a condensat în bucăți mari. Ceea ce a determinat pozițiile actuale ale Pămîntului și ale Soarelui a fost viteza de rotație a acelei mase de gaz și modul anume în care s-a condensat materia. Dar, în cazul atomului, știm că dimensiunile lui nu reprezintă un accident din cursul istoriei sale anterioare. Putem să smulgem pe multe căi electronul unui atom de hidrogen și să lăsăm nucleul de hidrogen astfel dezgolit (sau protonul, cum i se mai spune) să recapteze un electron; cînd se atinge din nou starea de echilibru, atomul de hidrogen este identic cu oricare altul.

Acest fapt nu a putut fi explicat decît cu ajutorul noțiunii de „cuantă de acțiune", care a fost introdusă de Planck printr-o ipoteză foarte îndrăzneață. Planck studia radiația corpului negru[1], care prezenta și ea trăsături în dezacord cu legile fizicii clasice (vezi de exemplu, fig. 28). Prin ipoteza lui Planck se putea explica intensitatea radiației emise de un corp negru și compoziția sa spectrală.

Planck a postulat că lumina transportă energie în cantități bine precizate, sau cuante, astfel încît energia unei unde trebuie să fie totdeauna egală cu una, două sau cu un număr întreg de asemenea cuante. Energia fiecărei cuante de lumină de o culoare dată trebuie să fie aceeași, și anume proporțională cu frecvența luminii. În cazul luminii de frecvență ν (adică a unei unde în care cîmpul electric trece în fiecare punct al spațiului prin ν cicluri pe secundă), fiecare cuantă are energia $h\nu$, unde h este o nouă constantă, denumită constanta lui Planck, sau cuantă de acțiune. Ea este egală aproximativ cu $6{,}5 \cdot 10^{-27}$.

---

[1] Corp negru se numește acel corp care absoarbe toate radiațiile, de orice frecvență. În natură nu există corpuri cu asemenea proprietăți absolute; totuși multe corpuri pot fi considerate aproximativ drept corp negru. De exemplu, negrul de fum este aproape corp negru, iar negrul de platină este și mai negru. — *N.R.*

Important este că, atunci cînd un atom emite o radiație de o anumită frecvență (sau culoare), se emit, conform acestei ipoteze, una sau mai multe asemenea cuante, dar niciodată o fracțiune de cuantă. Tot astfel, un atom expus la lumină poate absorbi una sau mai multe cuante, dar niciodată o fracțiune de cuantă.

Această regulă pare foarte nerezonabilă, și astfel i s-a părut și lui Planck. El a încercat s-o folosească în diferite forme modificate, care să-i dea o aparență mai puțin radicală, și numai dezvoltările ulterioare au demonstrat că doar regula ca atare corespunde situației. Într-un fel se părea că aceasta ne duce înapoi la vechea teorie a emisiei. Dacă într-adevăr lumina constă din mici particule emise de sursa de lumină, particule care se deplasează pînă cînd ajung la ochiul nostru (sau la o placă fotografică, sau la alt instrument sensibil la lumină), nu este de loc nerezonabil să acceptăm faptul că particulele care aparțin luminii de o anumită culoare (adică de o anumită frecvență) ar transporta totdeauna o energie dată. Un fascicul de lumină de culoarea respectivă ar conține atunci totdeauna un număr întreg de asemenea particule. Dar cum am putea explica atunci toate faptele care ne-au dovedit că lumina constă din unde electromagnetice? Vom arăta mai tîrziu cum se rezolvă această contradicție aparentă. Una dintre lecțiile cele mai importante pe care ne-o dă fizica modernă și pe care va trebui s-o învățăm este cum să împăcăm aceste afirmații în aparență contradictorii, în speță că lumina constă din unde și cuante distincte, de energie determinată.

Pentru moment atragem atenția asupra faptului că, dacă pornim de la această ipoteză îndrăzneață, rezultă în mod automat curba din figura 28, care indică intensitatea radiației de o anumită culoare a corpului negru la orice temperatură. Aceasta nu se poate demonstra în detaliu fără a folosi raționamente matematice, dar se poate cel puțin arăta că ipoteza cuantelor schimbă rezultatul în sensul corect. Să considerăm o frecvență ν și să luăm o temperatură T, astfel încît kT să fie considerabil mai mic decît $h\nu$. În acest caz, raționamentele din cap. 5 ne-ar fi condus la rezultatul că energia undei trebuie să fie egală cu kT, adică cu o mică fracțiune din energia unei cuante $h\nu$. Însă, conform ipotezei lui Planck, aceasta nu este posibil. Energia este sau nulă, sau egală cu cel puțin o cuantă. Am văzut în cap. 5 caracterul întîmplător al mișcării termice, astfel încît energia

disponibilă pentru o undă de lumină va fi uneori mai mare și uneori mai mică. Ea poate foarte bine să fie uneori egală cu o cuantă și uneori cu nici una. Dar probabilitatea ca ea să ajungă la valoarea unei cuante întregi este foarte mică, deoarece aceasta se poate realiza numai dacă, din întîmplare, unul sau mai mulți atomi din corpul fierbinte care produc radiația se află într-o mișcare deosebit de puternică, adică dacă mișcarea sa termică se nimerește să fie cu mult mai puternică decît cea medie.

Dacă nu ar fi existat alte fapte experimentale care să sprijine ipoteza lui Planck, ea ar fi fost privită cu multă rezervă, deoarece deseori se întîmplă în fizică ca un anumit grup de experiențe să poată fi explicat cu ajutorul unei ipoteze introduse special în acest scop și care, poate, să nu aibă nici o semnificație reală. Dar imediat s-a văzut că ideile lui Planck se adaptau perfect altor două experiențe care nu puteau fi explicate pînă atunci. Prima dintre ele era legată de efectul fotoelectric.

Dacă lăsăm să cadă lumină pe o suprafață metalică aflată într-un tub de sticlă vidat în lungul căruia se aplică un cîmp electric, în tub se va produce un curent electric. Acest curent va transporta sarcină negativă de pe placa luminată spre o alta cu potențial pozitiv. S-a demonstrat că acest curent constă, de fapt, din electroni îndepărtați de pe placa metalică de acțiunea luminii. Fenomenul în sine este firesc dacă ținem seama de faptul că lumina constă din unde electromagnetice. Se știe că metalul conține electroni asupra cărora cîmpul electric al undei trebuie să exercite o forță. Dacă această forță este suficient de mare, ea trebuie să poată smulge electroni din metal. Dar în baza acestei explicații ne-am aștepta ca acest efect fotoelectric să necesite o lumină puternică. Dacă lumina este însă foarte slabă, cîmpul electric asociat ei este și el slab; or, o forță electrică slabă nu ar fi suficientă pentru a învinge forțele de atracție care mențin în mod normal electronii în interiorul metalului. Ne-am aștepta, de asemenea, ca prin creșterea intensității luminii să crească și viteza cu care sînt emiși electronii, deoarece forța care îi smulge devine mai puternică. În sfîrșit, dependența acestui efect de frecvența luminii ar putea să nu fie prea simplu, dar în orice caz ne-am aștepta ca lumina de frecvență mai mare să fie mai puțin eficace. Dacă forța își schimbă sensul după o perioadă prea scurtă, ea nu va apuca

să smulgă electronul din metal înainte de a începe să-l împingă înapoi în sensul opus.

Experienţele au dat însă rezultate cu totul diferite. În primul rînd, ele au arătat că la o culoare dată a luminii, adică pentru lumină de o frecvenţă dată, vitezele electronilor variază pînă la o valoare maximă, care este aceeaşi atît pentru lumina de intensitate mică, cît şi pentru lumina de intensitate mare. Dacă lumina e mai slabă, se emit mai puţini electroni. Numărul electronilor variază proporţional cu intensitatea luminii, adică, dacă intensitatea se reduce de zece ori, se obţin de zece ori mai puţini electroni, dar nu există un prag—o anumită intensitate minimă—sub care să nu se mai emită electroni. Pe de altă parte, frecvenţa luminii, adică culoarea ei, intră într-o relaţie bine determinată. Energia cinetică a electronilor celor mai rapizi smulşi din metal poate fi exprimată sub forma $E = h\nu - W$, unde h este constanta lui Planck, iar W o cantitate de energie care variază de la metal la metal, dar care pentru fiecare metal este aceeaşi, indiferent de frecvenţa luminii folosite. Dacă $h\nu$ este mai mic decît W, nu se produce efectul fotoelectric, deoarece energia cinetică nu poate fi negativă.

Einstein a arătat că această comportare este tocmai cea la care ar trebui să ne aşteptăm în baza ipotezei lui Planck. Dacă lumina constă din cuante, în momentul cînd o asemenea cuantă loveşte suprafaţa metalului ea poate fi absorbită, adică dispare din fasciculul de lumină, astfel încît energia sa devine disponibilă. Dacă această cantitate de energie $h\nu$ este transferată unui electron, acesta poate fi expulzat din metal şi chiar capătă în plus şi o oarecare viteză. Dacă W reprezintă cantitatea de energie necesară pentru a îndepărta un electron din metal, este limpede că va rămîne disponibilă pentru energia cinetică a electronului o cantitate de energie egală cu $h\nu - W$.

Dacă facem să crească intensitatea luminii, schimbăm numai numărul de cuante care lovesc pe secundă suprafaţa metalului şi deci numărul de electroni puşi în libertate.

Acest rezultat indică deci că există într-adevăr ceva constructiv în ideea lui Planck, deoarece ea conduce în mod automat la o descriere corectă a comportării electronilor în cazul efectului fotoelectric. Este deosebit de important faptul că şi în relaţiile care intervin aici apare aceeaşi constantă h, care a fost determinată din teoria radiaţiei corpului negru.

O a doua experienţă care demonstrează în mod convingător că ideea cuantelor de lumină are o bază reală o constituie efectul Compton. S-a observat că, atunci cînd radiaţiile Röntgen sau razele gamma (adică radiaţiile electromagnetice de o lungime de undă comparabilă cu dimensiunile atomilor, sau chiar mai mică) trec prin substanţă, o parte din radiaţie este împrăştiată, adică deviată în toate direcţiile posibile. Acest fenomen în sine este iarăşi de aşteptat în baza vechilor concepţii. Unda electromagnetică exercită o forţă asupra electronilor unora dintre atomi, provocîndu-le oscilaţii rapide; asemenea mici sarcini electrice în oscilaţie rapidă acţionează ca mici transmiţători de unde electromagnetice şi deci emit radiaţie în toate direcţiile. Totuşi ne-am aştepta în acest caz ca frecvenţa radiaţiei emise să fie aceeaşi cu frecvenţa fasciculului incident. Compton a descoperit însă că întotdeauna frecvenţa radiaţiei împrăştiate este mai mică decît a celei incidente. Această descreştere a frecvenţei este cu atît mai mare, cu cît este mai mare frecvenţa radiaţiei incidente şi cu cît este mai mare unghiul sub care observăm radiaţia împrăştiată.

Compton a dat o teorie a acestui rezultat experimental, bazată pe ideea lui Planck. Procesul de împrăştiere trebuie considerat în acest caz ca devierea unei cuante de lumină într-o nouă direcţie. O schimbare de direcţie trebuie însă să schimbe şi impulsul cuantei de lumină, întocmai ca în cazul unui obiect mecanic (cum ar fi bila de biliard) care nu poate fi deviată din drumul său drept fără ca asupra sa să acţioneze o forţă şi deci fără ca un alt obiect să preia diferenţa de impuls. Dacă o cuantă de lumină are energia $h\nu$, impulsul său trebuie să fie $\frac{h\nu}{c}$. Aceasta rezultă din cele deduse la sfîrşitul cap. 6. O cuantă de lumină trebuie, evident, să se mişte cu viteza luminii şi nu poate avea masă de repaus. Prin urmare, aici se aplică rezultatul obţinut în cap. 6, conform căruia impulsul unei astfel de particule este egal cu energia sa împărţită la c. Acelaşi rezultat poate fi dedus şi din teoria ondulatorie. Dacă considerăm o undă electromagnetică care se mişcă într-o direcţie dată şi care transportă o anumită energie E, putem calcula impulsul care îi este asociat şi obţinem ca rezultat $\frac{E}{c}$.

Dacă presupunem acum că cuanta de lumină din efectul Compton a interacţionat cu un electron din interiorul unui

atom pe lîngă care a trecut, trebuie ca electronul să capete un recul, adică să-și schimbe impulsul cu atît cît este necesar pentru a compensa variația impulsului cuantei de lumină. Pentru a discuta cantitativ fenomenul, să presupunem că cuanta de lumină a fost deviată sub un unghi drept. Avem

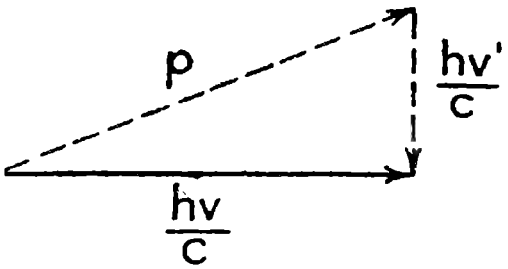

Fig. 38. Conservarea impulsului în efectul Compton

atunci situația schițată în figura 38, în care săgeata notată cu $\frac{h\nu}{c}$ reprezintă impulsul cuantei de lumină înainte de ciocnire, săgeata notată cu $\frac{h\nu'}{c}$ impulsul ei după ciocnire, iar săgeata punctată notată cu p impulsul electronului după ciocnire. Pentru a satisface legea conservării impulsului, aceste trei săgeți trebuie să formeze un triunghi, așa cum se arată în figură. Aici am trasat desenul astfel încît primele două săgeți să formeze între ele un unghi drept și deci din teorema lui Pitagora rezultă $p^2 = \left(\frac{h\nu}{c}\right)^2 + \left(\frac{h\nu'}{c}\right)^2$. În afară de aceasta trebuie să se conserve și energia, și deci energia cinetică a electronului, care, după cum știm din cap.6, reprezintă diferența dintre energia totală $\sqrt{m^2c^4 + c^2p^2}$ și energia de repaus mc^2, trebuie să fie egală cu $h\nu - h\nu'$. Din aceste două ecuații se obține printr-un calcul algebric simplu $\frac{1}{\nu'} - \frac{1}{\nu} = \frac{h}{mc^2}$, sau, introducînd lungimea de undă $\lambda = \frac{c}{\nu}$, obținem $\lambda - \lambda' = \frac{h}{mc}$. Cu alte cuvinte, lungimea de undă a radiațiilor Röntgen deviate sub un unghi drept crește cu $\frac{h}{mc}$, unde m este masa de repaus a electronului.

Această problemă se poate rezolva la fel de ușor pentru orice alt unghi de împrăștiere. Rezultatul este în perfect acord cu experiența și vedem că ideea unei cuante de lumină capătă acum o formă încă mai perceptibilă. Trebuie să ne

imaginăm cuanta de lumină ca pe o particulă care are nu numai energie, ci și impuls, și care este capabilă să se ciocnească cu electronii exact în același mod în care se poate ciocni un electron cu alt electron. De asemenea este posibil să observăm, în afară de radiația împrăștiată, și electronii, care, conform explicației noastre, ar trebui să fie emiși ori de cîte ori sînt împrăștiate radiațiile Röntgen sau gamma. Viteza electronilor emiși în orice direcție dată este de asemenea în perfectă concordanță cu predicțiile teoriei.

Cuantele de lumină, cărora rezultatele obținute le-a dat o formă concretă, sînt deseori numite și fotoni.

Trebuie totuși să observăm că aceste noi concepții reprezintă o îndepărtare radicală de la concepțiile mai vechi asupra luminii și a altor radiații. Deși succesul lor în explicarea anumitor rezultate experimentale este izbitor, ele par să fie, așa cum s-a mai menționat, în totală contradicție cu alte fapte cunoscute referitoare la natura ondulatorie a luminii, în particular cu interferența și cu difracția undelor luminoase.

DIFRACȚIA ELECTRONILOR. UNDE STAȚIONARE

Această dificultate nu e proprie cazului luminii. În timp ce lumina, care constă din unde, părea să capete dintr-o dată, în unele împrejurări, caracteristicile fasciculelor de particule, s-a descoperit mai tîrziu că și fasciculele de particule, de exemplu electronii, posedă caracteristicile undelor. Cea mai convingătoare demonstrație a acestui fapt o constituie difracția electronilor, care a fost prevăzută de teoria cuantică înainte de a se observa experimental. Dacă un fascicul de electroni rapizi, de viteză constantă, lovește suprafața unei substanțe cristaline, se observă că electronii sînt reflectați numai în anumite direcții. Unghiurile de reflexie intensă sînt exact aceleași ca și în cazul difracției pe același cristal a radiațiilor Röntgen de o anumită lungime de undă (vezi cap.4). În practică, experiența este ceva mai complicată decît cea cu radiații Röntgen, deoarece fasciculele de electroni sînt deviate mai ușor de la traiectoria lor rectilinie de către orice sarcini electrice accidentale sau de către substanța prin care trec. Astfel, pentru a avea condiții

experimentale curate, experiența trebuie efectuată în vid, luînd o serie de alte precauții importante.

Se știe însă că difracția luminii și a radiațiilor Röntgen a constituit cea mai convingătoare dovadă a faptului că ele sînt de natură ondulatorie; deoarece și electronii pot fi difractați, rezultă că și ei au natură ondulatorie. Lungimea de undă care corespunde figurii de difracție pentru un fascicul de electroni de viteză v este $\frac{h}{p}$, h fiind constanta lui Planck și p impulsul electronului. Dacă viteza v a electronului este mult mai mică decît viteza luminii, putem exprima iarăși impulsul ca masa înmulțită cu viteza, și lungimea de undă este în acest caz $\frac{h}{mc}$.

Afirmația că lungimea de undă este egală cu constanta lui Planck împărțită la impuls este valabilă nu numai pentru electroni, ci și pentru lumină. Într-adevăr, am văzut mai înainte că impulsul unei cuante de lumină este $p = \frac{h\nu}{c}$, unde ν este frecvența undei de lumină corespunzătoare. Cu alte cuvinte, lungimea de undă λ, egală cu $\frac{c}{\nu}$, este și aici $\frac{h}{p}$.

De fapt, această analogie dintre electroni și fotoni a constituit punctul de plecare al lucrării lui Louis de Broglie, care a presupus încă înaintea descoperirii difracției electronilor că electronul ar putea avea proprietăți ondulatorii. Comparînd electronii cu fotonii, el a prezis că unda electronică ar trebui să aibă o lungime de undă egală cu $\frac{h}{p}$.

Toate acestea nu răspund la întrebarea: cum este posibil ca lumina să prezinte toate caracteristicile undelor și, în același timp, să se comporte ca și cum ar consta din particule distincte? Din difracția electronilor putem afla doar că același paradox se aplică și electronilor. De fapt, paradoxul apare și în cazul particulelor de orice alt tip. Nu trebuie deci să căutăm o explicație care să fie legată în mod special de natura luminii. Această dificultate ne pune în fața uneia dintre cele mai importante, dar și cele mai dificile părți ale fizicii moderne. Înainte de a o aborda, este necesar să examinăm încă cîteva consecințe ale teoriei ondulatorii.

Să acceptăm momentan faptul că electronilor le sînt asociate unde, deși trebuie să ne amintim că multe întrebări în legătură cu aceasta rămîn deocamdată nerezolvate.

O caracteristică a undelor, de cea mai mare importanţă din punctul nostru de vedere, este faptul că o undă aflată într-un spaţiu limitat nu poate avea decît anumite lungimi de undă care să se adapteze acestui spaţiu. În ceea ce priveşte acest tip de comportare, exemplul cel mai cunoscut

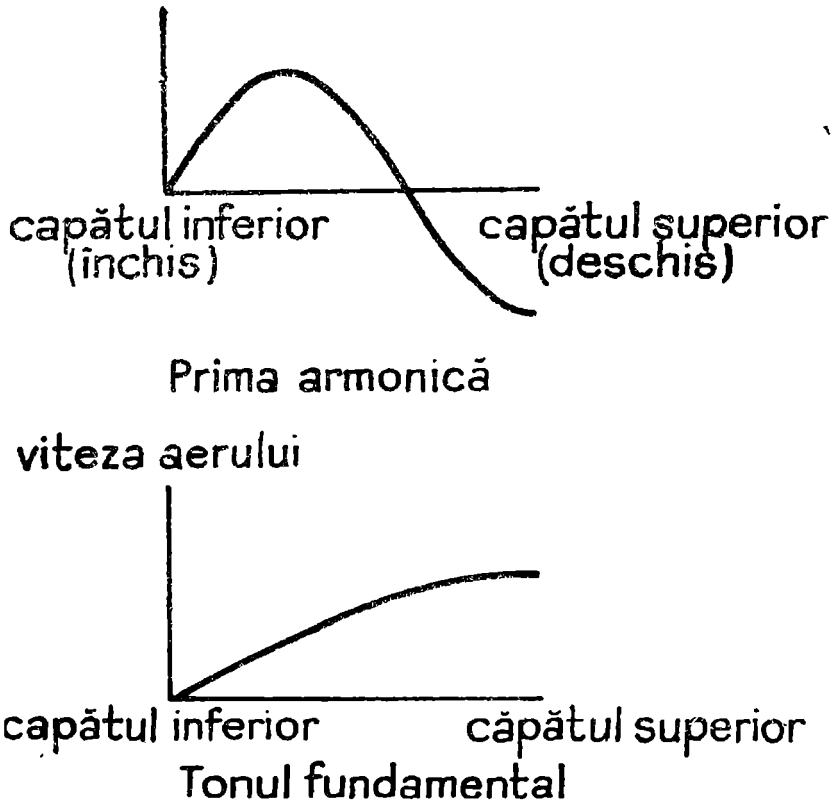

Fig. 39. Mişcarea aerului într-un tub

îl constituie, probabil, undele sonore. Orice instrument muzical produce note de o anumită înălţime, adică unde de o anumită frecvenţă şi lungime de undă. Să luăm ca exemplu cazul simplu al unui tub de orgă închis la capătul inferior şi deschis la cel superior; aerul din el efectuează o mişcare ondulatorie, fiind în repaus la capătul inferior, deci producînd aici un nod, şi avînd viteza maximă la capătul superior, unde formează o creastă. Cu alte cuvinte, cea mai mare lungime de undă posibilă este egală cu de patru ori lungimea tubului, astfel încît lungimea tubului să reprezinte un sfert de undă. Această lungime de undă dă nota cea mai joasă, sau fundamentala unui asemenea tub; ea este nota care se produce cel mai uşor şi este reprezentată în figura 39 jos. Totuşi este posibilă şi o mişcare în care să se producă şi o depresiune intermediară în undă, astfel încît lungimea

tubului să corespundă la trei sferturi de lungime de undă. Similar, ea poate corespunde la cinci sferturi de lungimi de undă etc. (În practică, asemenea armonici nu se pot produce ușor izolat, dar, în cele mai multe instrumente de suflat, ele sînt folosite pentru notele mai înalte, adică de lungimi de undă mai mici.) Cu alte cuvinte, în astfel de cazuri, undele din instrumente aparţin unei succesiuni de lungimi de undă foarte bine definite.

Tot astfel, în mișcarea ondulatorie a unei corzi de vioară nu sînt posibile decît lungimile de undă pentru care atît capătul inferior al corzii, cît și punctul unde apasă degetul violonistului reprezintă noduri, adică între aceste puncte sînt cuprinse o jumătate, una sau una și jumătate unde.

Cele de mai sus se aplică oricărui tip de unde. Un exemplu specific de unde la suprafaţa apei îl constituie cazul care poate apărea într-o baie, cînd lungimea de undă poate fi, de exemplu, egală cu de două ori lungimea căzii, astfel încît apa se ridică la un capăt și coboară la celălalt. Dacă o persoană așezată într-o cadă își mișcă de cîteva ori corpul înainte și înapoi cu o frecvenţă care corespunde tocmai acestei lungimi de undă, ea poate dezlănţui această undă cu o asemenea intensitate, încît apa să treacă peste margine la un capăt al căzii.

Dacă electronii au proprietăţi ondulatorii, același fenomen trebuie să se întîmple și în cazul lor. Să ne imaginăm un electron închis într-o mică „cutie", astfel încît să se miște înainte și înapoi între pereţii acestei cutii; el nu va putea efectua mișcarea respectivă cu orice viteză, adică cu orice lungime de undă, ci numai cu una care face parte dintr-o serie de lungimi de undă foarte bine determinate, care să se potrivească cu dimensiunile cutiei. Rezultă că electronul trebuie să se miște cu o viteză care face parte dintr-o serie de viteze foarte bine definite. Energia sa cinetică trebuie, de asemenea, să facă parte dintr-o anumită serie de energii. Energiile posibile ale unui electron într-un astfel de caz sînt denumite nivele de energie. Conform teoriei ondulatorii, un electron care se mișcă într-un spaţiu limitat are deci o serie de nivele de energie foarte bine definite.

Am văzut însă în cap. 4 că un electron care oscilează înainte și înapoi într-un spaţiu limitat ar trebui să producă radiaţie electromagnetică, adică lumină, și că în felul acesta energia electronului ar trebui să scadă, radiaţia ducînd cu sine energie. Conform mecanicii clasice, perioada undei

luminoase ar trebui să fie egală cu perioada mișcării electronului în cutia sa, adică cu timpul necesar electronului pentru a traversa cutia înainte și înapoi. Dacă electronul pierde energie, mișcarea lui se va încetini și timpul în care va traversa cutia la întoarcere va fi mai mare. Rezultă că electronul în mișcarea sa va emite radiații de toate frecvențele, de la cea mai înaltă, corespunzătoare vitezei la începutul mișcării, pînă la o frecvență nulă. Pe de altă parte, în reprezentarea ondulatorie, electronul nu poate avea decît anumite energii. Dacă pornește, de exemplu, de la o energie E_1, el trebuie în cazul pierderii de energie să piardă cel puțin acea cantitate de energie care-l va aduce la nivelul imediat inferior E_2, iar dacă emite lumină, aceasta trebuie să ducă cu sine o energie egală cu $E_1 - E_2$. Lumina constînd din cuante, cantitatea de energie pierdută de electron este egală cu energia unei cuante emise. Rezultă că $E_1 - E_2 = h\nu$, dacă ν este frecvența luminii emise. Cu alte cuvinte, electronul poate produce numai lumină de frecvență $\nu = \frac{E_1 - E_2}{h}$. Acum electronul se află pe nivelul de energie E_2 și poate pierde în continuare energie, coborînd pe următorul nivel inferior E_3, ceea ce poate provoca emiterea unei lumini de frecvență $\frac{E_2 - E_3}{h}$. Alternativ, electronul ar putea sări de pe primul nivel E_1 direct pe E_3, emițînd astfel lumină de frecvență mai înaltă $\frac{E_1 - E_3}{h}$.

Reprezentarea ondulatorie conduce astfel la consecința că un electron emite numai radiații de frecvențe bine definite, fiecare dintre ele reprezentînd diferența dintre energiile corespunzătoare la două nivele energetice împărțită cu h.

Invers, electronul poate cîștiga energie absorbind lumina emisă de o sursă externă, dar el nu va fi capabil să absoarbă decît lumină de aceleași frecvențe.

Aceste concluzii sînt în concordanță cu ceea ce se știa de mult despre comportarea atomilor. Încă de cînd Fraunhofer a descoperit liniile nete din spectrul luminii solare, ceea ce arăta că din spectru lipsesc anumite frecvențe bine definite, fizicienii au studiat apariția unor asemenea linii în cazul emisiei sau absorbției luminii de către gaze. Ei au descoperit că frecvențele acestor linii pot fi exprimate sub forma de diferențe dintre mărimi caracteristice pentru fiecare

atom. Astăzi știm că aceste mărimi reprezintă energiile nivelelor sale împărțite la h.

O altă consecință importantă în cazul unui electron „închis într-o cutie" este următoarea: cel mai jos nivel energetic al său corespunde unei lungimi de undă finite, egală aproximativ cu dublul lungimii cutiei (deși aceasta depinde într-o oarecare măsură de forma ei); această lungime de undă maximă corespunde, la rîndul său, unei viteze minime. În momentul cînd electronul a atins energia corespunzătoare vitezei minime, este evident că el nu mai poate pierde energie, neputînd să posede una mai mică, deci încetează de a mai pierde energie înainte de a-și fi încetat mișcarea. Această mișcare se numește mișcare de zero. Este limpede că ne aflăm în fața unui rezultat care ne pune pe calea cea bună pentru a explica de ce atomii nu pierd continuu energie pînă la năruirea lor.

LUNGIME DE UNDĂ VARIABILĂ

Înainte de a putea aplica toate aceste concluzii atomilor reali, trebuie să renunțăm la „cutia" de mai sus, care a fost introdusă artificial doar în scopul de a prezenta problema în forma cea mai simplă. În ce măsură este mișcarea unui electron, supus forței de atracție a unui nucleu, similară mișcării într-o cutie? Prima diferență dintre aceste probleme este următoarea: într-o cutie, electronul se mișcă totdeauna cu aceeași viteză, schimbîndu-și-o numai atunci cînd ricoșează după ciocnirea cu un perete; în cazul mișcării în jurul unui centru de atracție însă, viteza electronului variază necontenit, fiind mai mare cînd electronul se află mai aproape de centru și mai mică cînd el se află mai departe. În cap.1 am cercetat relația care există între acest fapt și legea conservării energiei. Energia totală E a electronului se compune din energia potențială și cea cinetică. Atunci cînd electronul se apropie de nucleu, energia lui potențială scade (ca rezultat al forței de atracție) și deci trebuie să crească energia sa cinetică. Fiind dată energia totală E, putem spune deci care va fi viteza electronului, prin urmare și lungimea lui de undă în orice punct dat din spațiu.

Cînd am vorbit în cap.1 despre energia potențială, am văzut că este convenabil s-o măsurăm în așa fel, încît ea să fie zero pentru o particulă aflată la distanță mare de cen-

trul de atracție. În acest caz, în apropierea centrului energia potențială este negativă; aceasta înseamnă că trebuie să efectuăm un lucru mecanic împotriva forței de atracție pentru a îndepărta electronul din vecinătatea nucleului.

Deci energia totală E este compusă din energia potențială negativă U și energia cinetică pozitivă E_{cin}. Energia totală poate fi pozitivă sau negativă, după cum una sau alta dintre cele două componente ale sale este mai mare. Să considerăm cazul cînd este negativă. Orbita electronului, calculată cu ajutorul mecanicii newtoniene, este atunci închisă și limitată la imediata vecinătate a nucleului, întrucît energia cinetică nu poate fi niciodată negativă și deci electronul nu poate ajunge într-un punct unde U este mai mare decît E. Energia negativă corespunde deci unei orbite închise, ca cea a unei planete în jurul Soarelui. Rezultă că, deși în acest caz nu avem efectiv de-a face cu o cutie, mișcarea electronului este în fapt limitată la o regiune îngustă. Singurele trăsături noi ale problemei constau în faptul că, în primul rînd, dimensiunile regiunii accesibile electronului nu sînt fixate o dată pentru totdeauna, ca în cazul cutiei, ci depind de energia lui, iar în al doilea rînd că nu avem de-a face cu o lungime de undă constantă, ci cu o lungime de undă variabilă de la un loc la altul.

Metoda precisă care descrie undele de lungime de undă variabilă are la bază „ecuații diferențiale". Ecuația cu derivate parțiale, corespunzătoare undei care reprezintă un electron în apropierea unui cîmp de forțe, este ecuația lui Schrödinger. Nu o vom scrie aici ca atare, dar vom încerca să înțelegem conținutul său și consecințele ce decurg din ea.

Cea mai importantă consecință este că, asemenea particulei închise într-o cutie, electronului dintr-un atom îi corespund o serie de nivele energetice posibile, cel mai jos nivel avînd încă o energie finită, unda extinzîndu-se la o distanță finită de nucleu.

Pentru a arăta cum se tratează o asemenea problemă în care intervine lungimea de undă variabilă, să considerăm cazul mai simplu al unui electron în mișcare pe o dreaptă sub influența unei forțe de atracție de la un punct fix O de pe această dreaptă. În figura 40 *a* se arată, pentru acest caz simplu, energia potențială a unui electron în funcție de distanța x de la punctul O. Energia potențială este minimă în O, crescînd de ambele părți, deoarece, pentru a deplasa particula din punctul O în orice alt punct, trebuie efectuat

un lucru mecanic împotriva forței de atracție. Fie E energia totală, reprezentată prin linia punctată din figura 40 *a*. Cu alte cuvinte, E este mai mare decît energia potențială din O, dar mai mică decît energia potențială la distanță foarte mare. Dacă am considera această problemă în cadrul

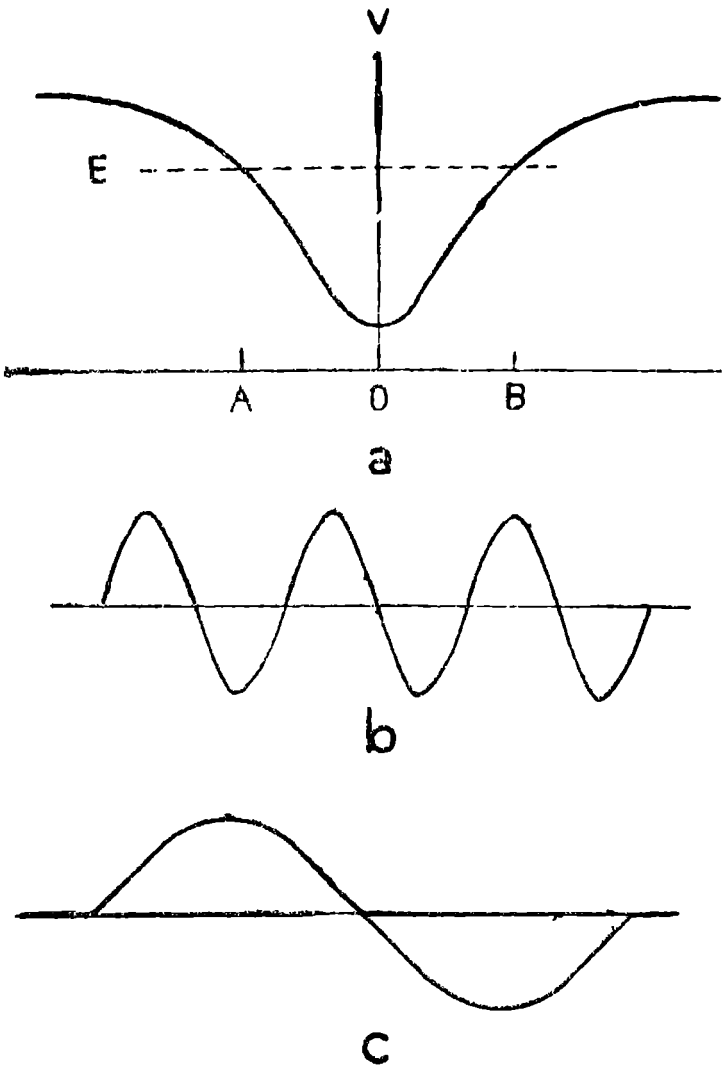

Fig. 40. Un caz simplu de forță de atracție:
a) potențial; b) lungime de undă mică; c) lungime de undă mare

mecanicii clasice, electronul nu s-ar putea mișca decît între punctele A și B, deoarece în afara lor energia potențială este mai mare decît E, și, întrucît energia cinetică este egală cu diferența $E - U$, ea ar trebui să fie negativă, ceea ce este imposibil. În orice punct între A și B putem afla energia cinetică $E - U$ ca diferența de înălțime în punctul

respectiv dintre linia punctată și linia plină. Este limpede că energia cinetică crește de la A la O și descrește apoi pînă ce ajunge la zero în punctul B. În teoria ondulatorie (mecanica ondulatorie) trebuie deci să ne imaginăm o undă a cărei lungime de undă nu este constantă, ci este mai mică lîngă O, crescînd apoi treptat pe măsură ce se apropie de A sau B. Evident, trebuie să lărgim puțin noțiunea de lungime de undă. Nu mai putem considera lungimea de undă doar ca distanța dintre două creste de undă. Generalizarea corectă se obține dacă ținem seama de faptul că profilul unei unde scurte (fig. 40 *b*) este în fiecare punct intens curbat spre axa orizontală, în timp ce profilul unei unde mai lungi (fig. 40 *c*), de aceeași elongație, are o curbură mai mică. O undă cu lungimea de undă infinită s-ar reprezenta printr-o linie dreaptă, fără nici o curbură. Ne așteptăm deci ca, într-o problemă de tipul celei din fig. 40 *a*, electronul să fie reprezentat printr-o undă foarte curbată lîngă O; curbura acesteia trebuie să descrească treptat atît spre A, cît și spre B, iar curba trebuie să devină o dreaptă în A sau în B. Dincolo de aceste puncte, unde energia potențială ar întrece-o pe cea totală (în mișcarea clasică), este de așteptat o curbură de semn opus.

Unda trebuie deci să arate ca în figura 41 *a*. Pornind de la centru, curbura scade treptat spre A și B, iar dincolo de aceste puncte ea este inversată. În felul acesta obținem o curbă care se apropie de axă la distanțe mari, astfel încît la asemenea distanțe unda devine neglijabilă. De aceea unda care reprezintă electronul se extinde într-o oarecare măsură dincolo de A și B, spre o regiune care nu ar fi accesibilă electronului în cadrul mecanicii clasice. Asupra acestui rezultat vom reveni.

Să ne imaginăm acum că în locul energiei E luăm o energie puțin mai mică. Punctele A și B se mută atunci ceva mai aproape unul de altul și în întreaga regiune dintre ele energia cinetică este mai mică; aceasta înseamnă că lungimea de undă este mai mică, adică curbura profilului undei este mai mică. Pe de altă parte, la distanțe mari, curbura cu convexitatea îndreptată spre axa X este mai mare. În acest caz nu se poate obține o curbă ca cea din figura 41 *a*, care se apropie de axa X de ambele părți. Dacă încercăm, în schimb, să construim o astfel de curbă pornind dinspre dreapta, astfel încît ea să aibă aici alura din figura 41 *c*,

se obține o curbă ca cea din figura 41 *d*, în care curba se depărtează în stînga tot mai repede de axa *X*, astfel încît

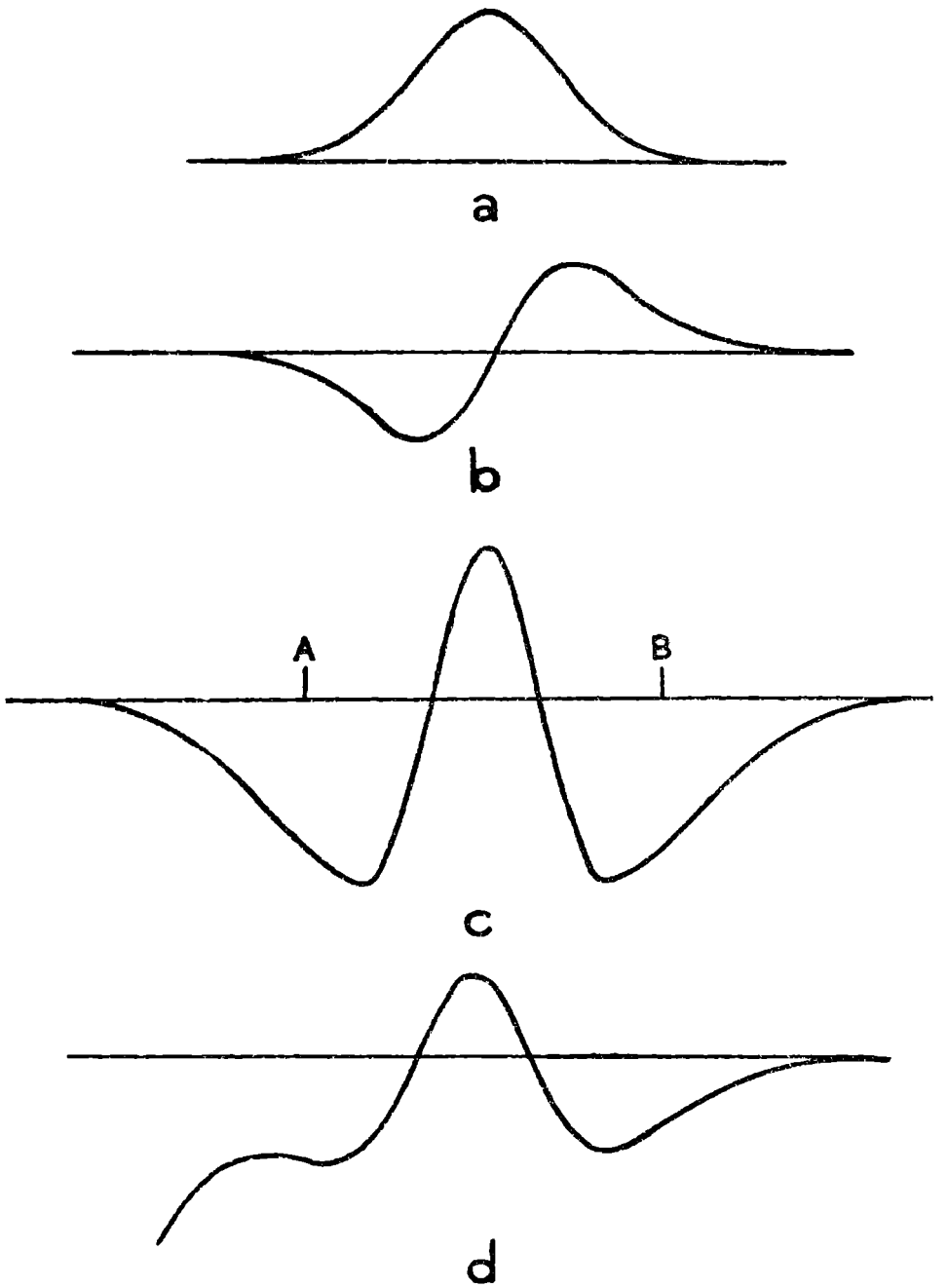

Fig. 41: a) — c) undele posibile în cazul potențialului schițat în fig. 40; d) un exemplu de undă nepermisă

unda la o distanță mare are o elongație infinită, ceea ce nu reprezintă o soluție rezonabilă pentru problema noastră.

În realitate, apariția curbelor de tipul celei din figura 41 *d* nu este ceva neașteptat dacă alegem energia la întîm-

plare; numai anumite nivele energetice bine precizate corespund unor curbe ca cea din figura 41 *c*, care are o comportare acceptabilă la ambele capete. Se poate arăta că cel mai coborît dintre aceste nivele corespunde unei unde fără noduri (fig. 41 *a*), care nu intersectează axa. Următoarea undă are un nod, cea care urmează după ea două noduri etc. În figura 41 *a—c* se arată tocmai o succesiune de asemenea unde (funcții), care au fost de fapt obținute rezolvînd ecuația lui Schrödinger pentru potențialul reprezentat în figura 40 *a*. Este important faptul că și prima din ele, care corespunde nivelului energetic cel mai coborît, trebuie să aibă în mod obligatoriu o regiune în care profilul ei este curbat către axă. În această regiune, energia E a undei trebuie să fie neapărat mai mare decît energia potențială; cu alte cuvinte, nivelul energetic cel mai coborît este situat în acest caz mai sus decît energia potențială din centrul atractiv O.

ATOMUL DE HIDROGEN

A rezultat deci că într-un cîmp de forțe atractiv unda electronică se comportă similar cu electronul „închis într-o cutie", cu condiția ca energia electronului să fie încă destul de mică pentru ca acesta să nu poată scăpa cu totul de atracție. O situație asemănătoare se întîlnește în cazul real al unei forțe atractive datorite unui nucleu, de exemplu unui nucleu de hidrogen (proton). Aici unda electronică acoperă o regiune din jurul protonului. Pentru a determina complet unda, trebuie să știm pozițiile vîrfurilor și crestelor sale în întregul spațiu, iar aceasta nu se poate face cu diagrame simple de tipul celor din figura 41. Dar, prin analogie cu cazul mai simplu, următoarele rezultate cel puțin nu vor apărea surprinzătoare: pentru un electron care se mișcă în apropierea unui atom de hidrogen, nivelele de energie posibile sînt $E = -\frac{Rh}{n^2}$, unde h este constanta lui Planck, R constanta lui Rydberg $\left(R = \frac{2\pi^2 me^4}{h^3}\right)$ și n poate fi egal cu 1, 2, 3... sau cu orice număr întreg. Nu există nici o undă pentru alte energii negative, corespunzînd altor nivele.

Pentru starea fundamentală, adică pentru cel mai jos nivel energetic $n = 1$, există numai o undă, însă nivelului al doilea de energie, cu $n = 2$, îi corespund patru unde

de forme diferite și, în general, nivelului al n-lea îi corespund n^2 unde. Vom arăta mai tîrziu prin ce anume se deosebesc aceste unde între ele.

În starea fundamentală ($n = 1$), unda electronică este concentrată în jurul protonului și descrește în intensitate cu distanța. Ea se întinde aproximativ pe distanța $a = \frac{h^2}{4\pi me^2}$. Aceasta corespunde la aproximativ $\frac{1}{2} \cdot 10^{-8}$cm, adică dimensiunilor atomului deduse în cap. 4.

Astfel, mecanica ondulatorie duce la concluzia că electronul care se mișcă sub influența atracției unui proton are o succesiune de nivele energetice; el își poate modifica energia numai trecînd de pe unul dintre aceste nivele pe altul și nu poate deci cîștiga sau pierde energie decît în cantități egale cu diferența dintre două asemenea nivele. Făcînd legătura și cu ceea ce știm despre natura cuantică a luminii, aceasta implică faptul că lumina sau alte radiații electromagnetice emise ori absorbite de atomul de hidrogen trebuie să aibă totdeauna frecvența egală cu una dintre aceste diferențe împărțită la constanta lui Planck h. Concluzia este în perfectă concordanță cu experiența. Se știa de multă vreme că cei mai mulți atomi, între care și atomul de hidrogen, produc „spectre de linii", adică, atunci cînd se trece printr-un spectroscop lumina emisă de hidrogenul gazos care este foarte fierbinte, instrumentul separă între ele diferitele frecvențe și apar linii nete. Invers, dacă se trece lumină albă printr-un recipient care conține atomi de hidrogen, spectrul luminos prezintă în aceleași locuri linii întunecate, dovedindu-se astfel că lumina cu lungimea de undă corespunzătoare acestor frecvențe particulare a fost absorbită de către atomii de hidrogen. În cazul hidrogenului, formula de mai înainte pentru nivelele energetice dă exact poziția liniilor.

În expunerea noastră am inversat în oarecare măsură succesiunea istorică a faptelor. Se știa de multă vreme că frecvențele caracteristice care apar în spectrul unui atom pot fi reprezentate ca diferențe între o succesiune de numere. Niels Bohr a combinat acest fapt cu teoria cuantică a lui Planck asupra naturii luminii și a văzut că el indică existența unor nivele de energie bine delimitate ale atomilor. Bohr a elaborat apoi regulile sale cuantice, care i-au permis să prevadă ce orbite, dintre cele calculate prin mecanica newtoniană, pot fi identificate cu nivelele de energie ale atomului de hidrogen. Nu vom studia în detaliu aceste

reguli cuantice, deoarece ele implică raţionamente mai subtile şi mai complicate decît mecanica ondulatorie, care le-a luat locul mai tîrziu. Trebuie însă reţinut că, pornind de la aceste reguli cuantice, Bohr a putut să dea formula corectă pentru nivelele de energie ale atomului de hidrogen. Acest succes al teoriei, precum şi faptul că multe alte prevederi ale ei au fost confirmate de experienţă, a dovedit corectitudinea, în esenţă, a condiţiilor cuantice ale lui Bohr, însă din punct de vedere logic teoria nu era satisfăcătoare, deoarece condiţiile au fost impuse vechilor legi mecanice, selectîndu-se pur şi simplu dintre orbitele mecanice posibile pe acelea care se conformau noilor condiţii.

Astfel, cu toate că au fost menţinute unele concluzii ale vechii mecanici, noile legi au schimbat complet natura problemelor mecanicii. De exemplu, conform vechii mecanici, energia unui electron ar trebui să se modifice treptat sub influenţa unei unde luminoase. Conform regulilor lui Bohr însă, energia nu poate fi egală decît cu anumite valori bine precizate, astfel încît părea imposibil să se reprezinte cum poate să treacă un electron de pe o orbită pe alta. În ciuda acestor dificultăţi, regulile lui Bohr au fost aplicate unui mare număr de probleme şi în multe cazuri ele au dus la rezultate corecte; în alte probleme însă ele au dus la rezultate ambigue sau nu au dat nici un rezultat. Această situaţie s-a menţinut pînă cînd Louis de Broglie a împins analogia dintre lumină şi electroni atît de departe, încît a presupus că şi electronilor trebuie să le fie asociate unde; de aici el a conchis că imaginea aceasta ar trebui să ducă în anumite cazuri la unde staţionare, deci la energii sau frecvenţe discrete. Această idee a fost apoi reluată şi extinsă de către Schrödinger, care a tratat complet comportarea unor asemenea unde şi a arătat că ele duc la aceleaşi rezultate ca şi regulile cuantice ale lui Bohr în toate cazurile în care acestea din urmă au fost confirmate de experienţă. Ele au dus însă la rezultate bine conturate şi în multe alte cazuri la care regulile lui Bohr nu puteau fi aplicate direct.

Această cale s-a întîlnit cu unele idei, dezvoltate puţin mai înainte de către Heisenberg, idei care se bazau mai direct pe regulile lui Bohr şi reprezentau o încercare de a le transforma în legi mecanice generale, aplicabile acelor probleme unde teoria lui Bohr nu dăduse rezultate. S-a arătat mai tîrziu că ideile lui Heisenberg coincideau de fapt cu ideile lui Schrödinger; în această carte ne-am folosit

însă numai de rezultatele lui Schrödinger, deoarece se pretează mai bine la o expunere nematematică.

La scurt timp după apariţia acestor teorii, ipoteza undelor electronice a fost confirmată direct. Astfel, G.P. Thompson şi, independent, Davison şi Germer au descoperit experimental difracţia electronilor, fenomen care a constituit şi în expunerea noastră punctul de plecare pentru explicarea cunoştinţelor de pînă aici.

PARTICULE ŞI UNDE

Ceea ce am aflat pînă acum despre undele electronice şi despre comportarea lor în cîmpuri de forţe constituie o serie de legi bine definite, cuprinse în ecuaţia undelor a lui Schrödinger. Această ecuaţie are pentru undele electronice acelaşi rol ca ecuaţiile lui Maxwell pentru undele electromagnetice sau luminoase. Rămîne încă de lămurit paradoxul care ne-a încurcat mai înainte în cadrul acestui capitol: electronii au uneori o comportare caracteristică undelor, ca la difracţie sau în curbele de rezonanţă ascuţite ale atomului de hidrogen, iar alteori se comportă ca particule distincte, aşa cum rezultă din experienţele cu electronii în care nu apar niciodată jumătăţi de electron, ci fie un electron întreg sau mai mulţi electroni, fie nici unul. Acest fapt pune electronii într-o situaţie identică cu cea a cuantelor de lumină, despre care am aflat de asemenea că au atît natură ondulatorie, cît şi natură corpusculară. Care este legătura dintre cele două aspecte şi cum se pot împăca două moduri de comportare atît de diferite?

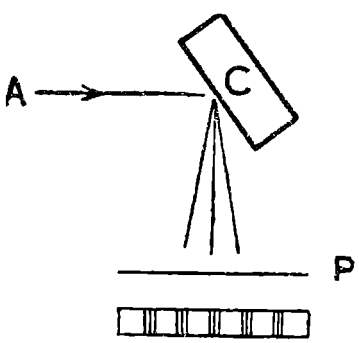

Fig. 42. Difracţie

Pentru a înţelege mai bine fenomenele, vom considera un proces oarecare referitor la propagarea luminii. Folosim aici termenul de „lumină" pentru simplitate, dar în egală măsură ar fi putut să fie vorba despre lumină vizibilă, ca şi despre orice alt tip de radiaţie electromagnetică, de la unde radio pînă la radiaţii Röntgen şi gamma. De exemplu, să presupunem că lumina provine de la o sursă (o lampă sau o flacără de sodiu) plasată în A, cade pe o reţea de difracţie C şi este înregistrată pe o placă fotografică P (fig. 42).

Dacă lungimea de undă este aleasă în mod adecvat, pe placă va trebui să găsim franje întunecate și luminoase, așa cum am văzut în cap. 3; acestea sînt schițate în figură sub *P*.

În cap. 2 și 3 am arătat cum se obțin asemenea imagini de difracție pornind de la legile undelor electromagnetice. Placa fotografică este sensibilă la acțiunea cîmpului electric, și liniile negre, formate acolo unde placa a fost afectată de lumină, reprezintă locurile unde cîmpul electric este intens. Înnegrirea plăcii (ca și în cazul intensității luminii percepute de ochiul nostru) este proporțională cu pătratul intensității cîmpului electric *E*, care este de asemenea o măsură a densității de energie electrică (vezi cap. 2).

Din teoria cuantică știm însă că unda luminoasă constă din cuante de lumină; prin urmare, înnegrirea plăcii este rezultatul acțiunii unui mare număr de fotoni. Putem fi siguri că acești fotoni nu se influențează între ei în timpul zborului, ceea ce se poate arăta ușor. Astfel, în vecinătatea unei surse de lumină de intensitate moderată, numărul de cuante care străbat într-un moment dat un volum determinat nu este prea mare (la distanța de un metru de o sursă de lumină de un watt, în fiecare centimetru cub se găsesc numai 1 000 de fotoni). Deci distanțele dintre acești fotoni trebuie să fie, în medie, foarte mari (la scară atomică). Concluzia este în concordanță cu ceea ce se observă experimental, și anume imaginea de difracție nu se modifică dacă scade intensitatea luminii, cu condiția să expunem placa fotografică un timp mai lung. Ce s-ar vedea dacă sursa de lumină ar fi atît de slabă încît să putem înregistra trecerea fiecărui foton în parte. Unui singur foton i-ar corespunde pe placă un punct negru, iar dacă repetăm experiența de un număr mai mare de ori, toate punctele negre obținute se vor combina, astfel încît la un loc să formeze imaginea de difracție prevăzută de teoria ondulatorie. Putem face analogie cu un țintaș care trage într-o țintă depărtată. Fiecare împușcătură lasă un mic semn pe țintă. Semnele nu apar toate în același loc, datorită erorilor în ochire, impreciziilor armei, încărcăturii și a efectului vîntului asupra glontelui. În cazul unei singure împușcături nu putem prevedea exact unde va nimeri glontele; știm însă că mai multe împușcături vor da o imagine, care, dacă țintașul este priceput, va fi mai densă în jurul centrului și cu numai cîteva semne pe marginea țintei. Spunem, așadar, că fiecare împușcătură are o probabilitate mare de a nimeri în apropierea centrului.

Analog putem raționa pentru un singur foton: imaginea de difracție reprezintă probabilitatea ca el să producă un punct negru într-un anumit loc de pe placa fotografică. Întrucît știm că înnegrirea plăcii fotografice depinde de pătratul intensității cîmpului electric, se impune concluzia că pătratul intensității cîmpului electric al undei luminoase în fiecare punct determină probabilitatea unui foton de a acționa în punctul respectiv asupra plăcii fotografice; această concluzie ne ajută să stabilim legătura dintre descrierea ondulatorie și cea corpusculară.

Nu este nimic nou și uimitor în faptul că la studierea propagării fotonilor avem de-a face cu probabilități. Așa cum în cazul tragerii cu pușca nu este practic posibil să controlăm ochirea sau să studiem cu suficientă precizie sursele de erori pentru a cunoaște în prealabil rezultatul precis, tot așa nu putem spera să urmărim niciodată în practică comportarea unui singur foton cu precizie absolută.

Există însă și ceva surprinzător în acest mod de a privi difracția. Cînd am studiat difracția în cap. 3, am văzut că pentru a obține o undă difuzată pe numeroasele linii ale unei rețele de difracție trebuie să compunem cîmpurile undelor difuzate pe fiecare linie. Dacă acestea acționau în sensuri diferite, ele se puteau anula reciproc, și acest fapt era esențial pentru formarea franjelor de interferență. Cu alte cuvinte, dacă cîmpul electric al undei difuzate pe o linie este într-un loc dat E_1 și cel al undei difuzate pe o altă linie este E_2, cîmpul total este $E_1 + E_2$. Energia electrică a undei combinate este deci $(E_1 + E_2)^2$, adică $E_1^2 + E_2^2 + 2E_1E_2$, deci cu totul diferită de cea care s-ar obține dacă am aduna efectele undelor separate, ceea ce ar da $E_1^2 + E_2^2$. Într-un punct situat între două franje de interferență, E_1 și E_2 pot fi, fiecare în parte, foarte mari, dar una este pozitivă și cealaltă negativă, astfel încît se anulează reciproc.

Această posibilitate de „stingere" reciprocă a undelor prin interferență nu are echivalent în mecanica clasică. Dacă un glonte tras dintr-o pușcă poate lovi ținta în două moduri, fie direct, fie ricoșînd pe o stîncă, numărul gloanțelor care lovesc o porțiune dată a țintei poate fi obținut observînd cîte ajung acolo pe cale directă (chiar dacă stînca nu ar exista) și adăugînd numărul celor care ajung ricoșînd de stîncă (chiar dacă linia directă ar fi blocată). Ar fi absurd să credem că se poate reduce vreodată numărul gloanțelor care lovesc o porțiune dată a țintei, făcînd ambele căi acce-

sibile simultan. Totuși, atunci cînd se formează o imagine de interferență, chiar acest lucru se întîmplă.

Nou și neobișnuit în teoria cuantică este deci faptul că probabilitatea apare direct în legile fundamentale și nu numai datorită faptului că nu cunoaștem detaliile mecanice; probabilitățile individuale ale diferitelor evenimente nu se adună totdeauna simplu, așa cum sîntem obișnuiți.

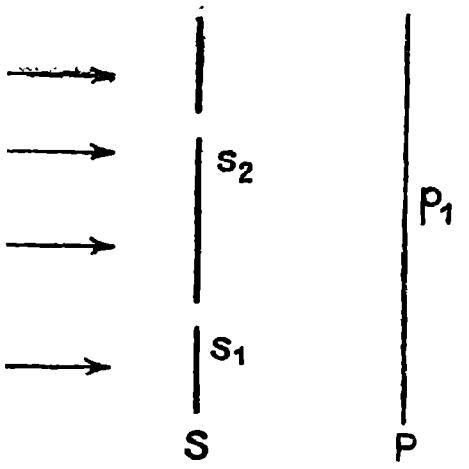

Fig. 43. Interferența prin două fante

În cazul electronilor există aceeași legătură între descrierea ondulatorie și cea corpusculară ca și la fotoni. Electronul nu este divizibil și, dacă îl observăm, îl găsim totdeauna într-un punct oarecare, dar nu putem preciza dinainte unde anume se va găsi. Tot ce putem afla din studierea undelor electronice este probabilitatea de a găsi electronul într-un loc dat. Deoarece imaginea de difracție pe care o observăm la difracția electronilor este întru totul similară celei obținute la difracția luminii sau a radiațiilor Röntgen, probabilitatea trebuie să fie dată și aici de pătratul unei mărimi, care poate fi pozitivă sau negativă, pentru a face posibilă interferența. Această mărime, care joacă în cazul electronilor rolul îndeplinit de cîmpul electric sau magnetic pentru fotoni, se numește amplitudine a undei (sau, pentru a folosi un termen mai matematic, funcție de undă) și este de obicei notată cu litera grecească ψ (psi). Tocmai această amplitudine am reprezentat-o în figurile 40 și 41. Probabilitatea ca electronul să se găsească într-un punct oarecare din spațiu este, așadar, egală cu pătratul amplitudinii undei în punctul respectiv. De exemplu, în cazul electronului care se mișcă în cîmpul de forțe atractiv din figura 40, probabilitatea maximă este ca el să se găsească în apropierea centrului dacă energia sa corespunde celui mai jos nivel energetic, cum este cazul în figura 41 *a*. Dacă electronul se află pe al doilea nivel energetic, corespunzător figurii 41 *b*, este improbabil ca el să se găsească tocmai în centru (unde amplitudinea undei trece prin valoarea zero), dar este

probabil să se găsească la o mică distanță de o parte sau de alta a centrului etc.

Faptul că probabilitatea intră în legile fundamentale nu datorită lipsei noastre de cunoaștere a detaliilor, ci datorită caracterului statistic al fenomenelor, este ilustrat prin studiul unui caz simplu de interferență (fig. 43).

Un fascicul de electroni cade pe un ecran în care sînt practicate două fante S_1 și S_2. Ecranul este impenetrant pentru electroni. În spatele lui este așezată o placă fotografică P, pe care se observă din nou o imagine de difracție, datorită interferenței undelor care au trecut prin cele două fante. Să considerăm un punct p_1 de pe placă, unde există un minimum de difracție, adică nu se găsește nici un electron. Dacă ar fi permisă folosirea mecanicii clasice, am raționa că pentru a ajunge la placă electronul trebuie să treacă sau prin fanta s_1, sau prin fanta s_2 și că, dacă am închide de exemplu fanta s_1, am opri electronii care urmau să treacă prin ea, dar acest fapt nu ar afecta pe cei care trec prin s_2. Să ne imaginăm deci că facem experiența noastră mai întîi cu s_1 închis și s_2 deschis și apoi din nou cu același fascicul de electroni, dar cu s_1 deschis și s_2 închis. Conform ideilor curente din mecanica clasică, ar trebui să obținem aceleași rezultate ca și atunci cînd am face experiența o singură dată cu ambele fante deschise. În realitate, rezultatele obținute sînt diferite. Dacă este deschisă o fantă, indiferent care anume, electronii pot ajunge la punctul p_1 de pe placă; în fiecare experiență separată, placa fotografică este înnegrită în p_1. Dar cu ambele fante deschise nu se înregistrează nici un electron în acest punct. Aceasta arată limpede că nu putem explica caracterul probabilistic al teoriei cuantice aplicînd legile probabilității unui tip obișnuit de mișcare mecanică. Constatarea că probabilitatea totală ca un electron să ajungă în p_1 atunci cînd ambele fante sînt deschise este egală cu zero constituie unul dintre faptele fundamentale caracteristice noii situații.

Pînă aici cititorul a observat, poate, că, dacă prin închiderea unei fante se strică imaginea noastră de difracție, atunci am putea încerca să acționăm în alt mod. Ar putea exista alte mijloace pentru a afla dacă electronul a trecut prin una sau alta din fante fără să afectăm mișcarea lui. Dacă am dispune de un microscop suficient de puternic, am putea urmări trecerea electronului prin una din fante și prin care anume din ele. Ne-ar surprinde dacă am constata

că soarta tuturor electronilor care au trecut prin fanta S_1 a fost influențată de prezența sau de absența celeilalte fante.

O asemenea experiență este însă ușor de efectuat la scara vieții de toate zilele; la dimensiuni atomice este greu, și nu numai din motive tehnice, ci din motive principiale. Cînd am vorbit despre lumină, am arătat că, datorită naturii ei ondulatorii, putem vedea în mod obișnuit un obiect numai atunci cînd putem considera lungimea de undă a luminii ca fiind neglijabil de mică; dacă am avea la dispoziție un microscop cu grosismentul astfel încît să facă vizibile obiecte mai mici decît lungimea de undă a luminii, acestea ar apărea, datorită efectelor de difracție, ca mici picături de mărimea lungimii de undă. Înseamnă că pentru scopul nostru ar trebui să alegem „lumină" cu lungimea de undă mai mică decît distanța dintre fantele s_1 și s_2 pentru a distinge astfel electronii care trec printr-o fantă de cei care trec prin cealaltă. Dar această distanță trebuie și ea să fie comparabilă cu lungimea de undă a electronului pentru a putea obține efectele de difracție de care vorbim; dar, pentru viteze ale electronilor interesante din punct de vedere practic, acestea ar însemna „să vedem" electronii cu ajutorul radiațiilor Röntgen sau gamma. Însă în domeniul radiațiilor Röntgen și gamma devine importantă natura cuantică a luminii. Se știe că putem vedea un obiect numai dacă lumina a fost deviată de el și trimisă spre ochiul nostru sau spre un instrument oarecare; în cazul electronului ar trebui ca cel puțin o cuantă de lumină să fi fost deviată de electron. Dar, cînd se va ciocni cu un foton, electronul însuși va fi deviat, adică viteza sa se va modifica datorită efectului Compton, deci și lungimea sa de undă se va modifica suficient de mult pentru a distruge efectul de difracție. Am considerat aici numai una dintre încercările posibile pe care le-am putea face pentru a descoperi prin care fantă trece electronul. S-ar putea discuta și alte încercări, dar în toate asemenea experiențe apar efecte cuantice de tip similar și rezultatul este același: nu putem decide prin care fantă trece electronul fără să perturbăm mișcarea sa și, prin aceasta, să distrugem imaginea de difracție de pe placa fotografică.

Cele spuse se pot rezuma astfel: pentru a obține o imagine de difracție, este esențial să nu perturbăm electronul; deci nu sîntem în stare să stabilim prin care din cele două fante a trecut.

În mecanica clasică am fi putut raționa în modul următor: dacă electronul trece prin s_1, putem calcula traiectoriile sale posibile. Dacă trece prin s_2, obținem alte mișcări posibile. Pentru a obține rezultatul complet trebuie să adăugăm la înnegrirea plăcii fotografice produse de electronii care trec printr-una din fante înnegrirea produsă de ceilalți electroni. În mecanica ondulatorie acest raționament dă greș, deoarece aici este absolut esențial să *nu* se fi efectuat nici o experiență în vederea stabilirii fantei prin care a trecut electronul. Problema prin care fantă anume a trecut electronul este deci una la care nu se poate da răspunsul prin nici o experiență fizică reală.

Nu este ușor să ne obișnuim cu raționamente de acest tip, deoarece ele sînt foarte depărtate de tot ceea ce am putea întîlni în experiența noastră de zi cu zi atunci cînd urmărim mișcarea obiectelor la scară macroscopică, obiecte pe care le putem vedea sau simți direct. De exemplu, cînd urmărim un meci de tenis, putem vedea mingea de tenis cum descrie un arc prin aer. Cînd vedem pe cineva trăgînd cu pușca într-o țintă nu putem vedea glonțele, dar sîntem totuși obișnuiți să considerăm traiectoria sa ca descriind un arc similar (însă mult mai puțin curbat), cu o viteză mult mai mare; deoarece un aparat fotografic rapid poate confirma aceasta, sîntem îndreptățiți în acest caz să extindem imaginea de la mingea de tenis vizibilă la glonțele invizibil. Tendința noastră este să generalizăm aceste concluzii pentru toate obiectele, deși aceasta ar însemna să aplicăm datele experienței de la scara macroscopică mișcărilor care se petrec la o scară de multe milioane de ori mai mică și unor obiecte a căror masă este de 10^{27} ori mai mică decît a unui glonț. Nu trebuie să ne mirăm dacă într-un domeniu atît de depărtat de experiența noastră practică vom întîlni pe alocuri situații noi.

PRINCIPIUL DE NEDETERMINARE

Aceasta a fost prima problemă care a dat naștere consideraților exprimate prin „principiul de nedeterminare", formulat de Heisenberg și dezvoltat mai departe de către Bohr. Acest principiu spune că există o limită în precizia cu care putem studia mișcarea unui obiect mic. Este posibil să stabilim unde anume este situat obiectul la un moment dat.

Să presupunem că efectuăm o experienţă care permite localizarea obiectului în limitele unei distanţe d. În principiu am putea micşora oricît de mult dorim pe d, adică localizăm particula cu o precizie oricît de mare, folosind un „microscop" care operează cu unde de „lumină" de lungime de undă suficient de mică. Dar, făcînd aceasta, trebuie în mod necesar să expunem obiectul ciocnirii cu cuantele de lumină, ceea ce va modifica impulsul său cu o mărime h/d, unde h este constanta lui Planck. Această perturbaţie este cu atît mai mare, cu cît este mai mică distanţa d. Rezultă că, chiar dacă la început am cunoscut cu precizie impulsul particulei, el va fi acum cunoscut doar cu o precizie pînă la h/d şi (dacă relativitatea nu joacă nici un rol esenţial) viteza doar cu o precizie pînă la h/md, unde m este masa. Invers, dacă ştim iniţial unde este localizată particula şi efectuăm o experienţă care să ne indice cu mare precizie viteza sa, aceasta va implica în mod necesar o asemenea perturbare în mişcarea ei, încît la sfîrşitul experienţei poziţia particulei va fi afectată de o nedeterminare corespunzătoare.

Principiul de nedeterminare spune că în general este imposibil să cunoaştem în acelaşi timp poziţia unui obiect în limitele unei distanţe d şi impulsul său cu o eroare mai mică decît h/d.

Principiul de nedeterminare limitează posibilitatea noastră de a cunoaşte starea de mişcare a unei particule cu exact acea cantitate de informaţie care poate fi exprimată cu ajutorul terminologiei mecanicii cuantice. Discuţia asupra pachetelor de unde de la sfîrşitul cap.3 este aici edificatoare. Un pachet de unde ca cel schiţat în figura 24 *a* ocupă o regiune limitată în spaţiu; deoarece pătratul amplitudinii undei ne dă probabilitatea, înseamnă că în mod sigur particula se găseşte într-o mică regiune de întindere l. În acelaşi timp, pachetul de unde este un amestec de unde de diferite lungimi de undă, corespunzînd unor viteze diferite ale particulei, astfel încît ştim că impulsul particulei este cuprins între $\frac{h}{\lambda_1}$ şi $\frac{h}{\lambda_2}$, unde λ_1 şi λ_2 sînt respectiv lungimea de undă cea mai mică şi cea mai mare. Am văzut în cap. 3 că un astfel de pachet de unde poate fi construit numai dacă $l\left(\frac{1}{\lambda_1} - \frac{1}{\lambda_2}\right)$ are o valoare cel puţin de ordinul unităţii.

Ţinînd seama de faptul că $\frac{h}{\lambda}$ reprezintă impulsul, se vede imediat că această relaţie este echivalentă cu principiul de nedeterminare.

De aici rezultă că o orbită riguros definită a unei particule, de exemplu a unui electron, nu poate avea niciodată o realitate fizică. Dacă am încerca să observăm poziţia electronului cu precizie absolută, ar rezulta o nedeterminare completă asupra impulsului său, deci şi o nedeterminare completă a locului unde se va afla în momentul următor sau chiar a direcţiei în care se mişcă. Aceasta trebuie să se aplice în principiu oricărui obiect, chiar şi unei mingi de tenis, dar, desigur, nu încercăm niciodată să localizăm o minge de tenis cu o asemenea precizie absolută. Chiar dacă am cunoaşte poziţia sa, de exemplu, pînă la o milionime de centimetru (ceea ce nu vom izbuti niciodată) şi viteza sa pînă la o milionime de centimetru pe secundă (ceea ce este de asemenea irealizabil practic), precizia combinată încă ar lăsa o margine enormă pînă la cea impusă de principiul de nedeterminare. În cazul mingii putem vorbi deci fără nici un fel de ambiguitate despre o orbită. Situaţia este însă diferită pentru o particulă atît de uşoară ca electronul şi în limitele dimensiunilor atomice. Dacă localizăm un electron în limitele unui atom, adică pe distanţa de aproximativ 10^{-8} cm, nedeterminarea corespunzătoare în viteza lui este de aproximativ 10^{8} cm/s, adică tocmai de ordinul de mărime al vitezei obişnuite a unui electron de pe o orbită din atom. Dacă fixăm, chiar aproximativ, un punct al unei orbite electronice, perturbaţia mişcării este suficient de mare pentru a modifica în mod apreciabil orbita. Se poate demonstra că, pentru a distinge prin poziţie şi viteză două orbite care ar avea energiile a două nivele de energie învecinate ale atomului, ar fi necesară o precizie pe care principiul de nedeterminare nu o permite. Acest fapt prezintă interes deoarece înlătură dificultatea pe care am întîlnit-o atunci cînd am încercat să înţelegem cum poate trece electronul, la absorbţia sau la emisia luminii, dintr-o stare cuantică în alta şi cum trebuie să ne reprezentăm mişcarea lui în acest interval de timp. Acum putem răspunde la această întrebare. Ne reprezentăm această mişcare oricum dorim, dar o asemenea reprezentare ar fi o speculaţie sterilă, deoarece nu există nici o modalitate de a observa detaliile mişcării într-un

asemenea interval. Orice observaţie experimentală asupra orbitei, care ar fi suficient de precisă încît să distingă un nivel cuantic de cel imediat următor, ar influenţa în mod drastic procesul însuşi.

Vedem deci că contradicţiile care ne-au încurcat atunci cînd am încercat să împăcăm aspectul corpuscular şi cel ondulatoriu ale luminii şi substanţei apar ori de cîte ori ne punem întrebări al căror răspuns nu ni-l poate oferi nici o observaţie experimentală care să nu contravină ea însăşi teoriei cuantice. Dificultăţile s-ar menţine dacă am insista să punem întrebări cum ar fi, de exemplu, dacă la difracţia electronilor (fig. 43) electronii au trecut „într-adevăr" prin una sau cealaltă din fante. Convingerea că o asemenea întrebare trebuie să aibă în mod necesar un răspuns provine din experienţa noastră asupra obiectelor mult mai mari, a căror mişcare o putem urmări vizual sau prin alte mijloace, fără a o perturba. Pentru ca legile teoriei cuantice să poată fi consistente, este important să acceptăm faptul că o asemenea întrebare nu poate avea un răspuns obiectiv, întocmai cum în relativitate am văzut că nu poate exista răspuns obiectiv la întrebarea: care anume din două evenimente ce au avut loc la o oarecare distanţă între ele s-a petrecut mai întîi?

Una dintre consecinţele principiului de nedeterminare este că el schimbă concepţiile noastre asupra legii cauzalităţii. Prin cauzalitate se înţelege în fizică de obicei afirmaţia că legile fizicii determină complet existenţa unui sistem fizic, cu condiţia ca toată informaţia aferentă să fie cunoscută la un moment de timp dat. Aşa cum am văzut în cap.1, aceasta se aplică cu siguranţă oricărui sistem mecanic pur. Dacă în sistemul solar, de exemplu, observăm într-o zi oarecare cu precizie absolută poziţiile şi vitezele tuturor planetelor în raport cu Soarele, putem calcula mişcarea lor completă în orice moment ulterior sau anterior. Într-adevăr, în acest exemplu, astronomii, deşi nu ating o precizie absolută, pot calcula poziţiile planetelor pe perioade foarte lungi. Acelaşi lucru este valabil şi pentru legile electricităţii. Să presupunem că la un moment dat cunoaştem cu precizie starea cîmpului electromagnetic şi mişcarea tuturor sarcinilor cuprinse în el; legile lui Maxwell, expuse în cap. 2, ne vor permite atunci să vedem evoluţia sa viitoare. Teoria cuantică nu neagă afirmaţia că am putea afla comportarea în orice moment a atomilor

sau a oricăror altor sisteme mecanice dacă am dispune de toată informaţia corespunzătoare unui moment dat, dar ea arată că această afirmaţie este lipsită de sens, deoarece condiţia pe care o implică nu poate fi niciodată satisfăcută: nu putem niciodată cunoaşte starea unui sistem cu o precizie mai mare decît cea permisă de principiul de nedeterminare.

Aceasta nu înseamnă cîtuşi de puţin că în teoria cuantică legile fizicii ar fi devenit mai puţin sigure sau mai puţin absolute, ci numai că informaţia la care se referă legile este de natură diferită. Într-unele cazuri ele însă permit să se prevadă cu certitudine unele observaţii asupra particulelor individuale. Aceasta se întîmplă totdeauna atunci cînd avem de-a face cu o lege de conservare. De exemplu, dacă un sistem mecanic este izolat şi pus în condiţii care îl împiedică să interacţioneze cu alte sisteme sau să emită radiaţii, energia sa rămîne constantă. Dacă deci observăm energia sa la un moment dat şi constatăm că ea se află pe unul dintre nivelele energetice posibile şi apoi o măsurăm într-un moment ulterior, putem fi siguri că o vom găsi pe acelaşi nivel. Dar, în general, avem de-a face numai cu probabilităţi, şi astfel o undă electronică ne dă probabilitatea de a găsi electronul în orice loc al spaţiului. Totuşi, şi aceasta este o afirmaţie precisă, deoarece putem reproduce de multe ori starea electronului şi, dacă observăm de fiecare dată poziţia lui şi înregistrăm rezultatele, numărul de ori în care electronul a fost găsit în diferite locuri va corespunde exact, după o serie lungă de observaţii, cu cel prezis de unda electronică. Pentru a verifica legile teoriei cuantice este necesar să efectuăm nu una, ci multe observaţii, şi în acest sens legile sînt similare cu cele ale teoriei cinetice a căldurii, deşi din raţiuni diferite.

În principiu, legile teoriei cuantice se pot aplica tuturor obiectelor, oricît de grele ar fi ele, dar, aşa cum s-a mai arătat, corecţiile la mecanica newtoniană sînt cu totul neimportante atunci cînd avem de-a face cu obiecte mari. Aceasta se poate exprima spunînd că putem avea un pachet de unde suficient de mic pentru ca dimensiunile sale să fie neglijabile şi care, totuşi, este constituit din unde de lungimi de undă suficient de apropiate una de alta pentru ca el să se mişte cu viteză uniformă fără să se împrăştie. Am văzut în cap. 3 că în cazul undelor de lumină, atunci cînd avem de-a face cu dimensiuni mult mai mari decît lungimea de undă, ne putem imagina fasciculele şi semna-

lele luminoase ca parcurgînd traiectorii bine definite, și că acest mod de a trata lumina face obiectul așa-numitei optici geometrice. Iată deci că mecanica clasică se află în același raport față de mecanica ondulatorie ca optica geometrică față de optica ondulatorie. Din cauza acestei analogii s-a crezut de fapt la un moment dat că undele electronice pot fi considerate ca ceva palpabil fizic și că deci un electron ar fi exact același lucru cu un pachet de unde. Totuși, dacă ne gîndim mai bine, ne dăm seama că lucrurile nu pot sta astfel. În condițiile în care este aplicabilă optica geometrică, pachetele de undă se mișcă ca mici particule pe orbite sau pe traiectorii bine definite. Dar faptul că ele au o întindere finită, oricît de mică ar fi aceasta, și că conțin o gamă de lungimi de undă, oricît de puțin diferite între ele ar fi acestea, duce în mod implicit la situația cînd, dacă așteptăm suficient de mult, un asemenea pachet de unde se va împrăștia; deci, dacă o particulă materială (de exemplu un electron) ar consta într-adevăr dintr-un asemenea pachet de unde îngust, după un timp oarecare undele s-ar împrăștia. Am putea realiza atunci o experiență în care să putem separa o jumătate de electron de cealaltă, ceea ce este în totală contradicție cu comportarea reală a electronilor. Sîntem deci obligați să ne fixăm la punctul de vedere că undele determină doar probabilități, și astfel împrăștierea unui pachet de unde nu înseamnă că electronul s-a împrăștiat, ci numai că informațiile de care dispunem asupra localizării lui au devenit mai nesigure. Faptul că după un timp mai lung se ajunge la această situație nu trebuie să ne mire, deoarece există în mod necesar o oarecare nesiguranță asupra poziției și vitezei inițiale a electronului.

Pînă acum am discutat principiul de nedeterminare numai în legătură cu măsurările posibile ale poziției și vitezei unei particule. Acestea nu sînt singurele observații pe care le putem efectua. Există altele care furnizează informații cu privire la mișcare. O observație importantă o constituie măsurarea energiei unei particule care se mișcă într-un cîmp de forțe cunoscut, de exemplu a electronului din atomul de hidrogen. În mecanica clasică ne putem imagina că am observat poziția și viteza particulei și că apoi calculăm din prima energia potențială și din a doua energia cinetică, iar după aceea le-am adunat. În mecanica cuantică știm că aceasta nu va duce niciodată la un rezultat precis

pentru energie, deoarece în mod necesar sau cunoașterea poziției, sau cea a vitezei, sau ambele trebuie să fie imprecise. Totuși, putem afla energia și în mod direct. De exemplu, întrucît cunoaștem nivelele de energie din atomul de hidrogen și frecvența radiației emise la tranziția de pe un nivel pe celălalt, putem studia atomul care tocmai a emis un foton corespunzător diferenței de energie dintre nivelul cu $n = 2$ și cel cu $n = 1$, adică dintre primul nivel excitat și nivelul fundamental. Putem observa fotonul după ce l-am făcut să treacă printr-o prismă, astfel încît să-i cunoaștem lungimea de undă și frecvența. Știm, prin urmare, că atomul a efectuat tranziția din prima sa stare excitată în starea fundamentală, și deci, dacă ne aranjăm astfel încît să-l protejăm de alte influențe perturbatoare, el se va afla acum cu certitudine pe nivelul său fundamental, a cărui energie este cunoscută.

Și în asemenea situații principiul de nedeterminare impune o limitare în sensul ca produsul εt trebuie să fie mai mare decît constanta lui Planck h; aici ε este limita erorii în cunoașterea energiei, iar t este un timp a cărui semnificație urmează s-o explicăm. Se afirmă uneori că în această regulă t măsoară imprecizia în cunoașterea momentului la care se referă observația. Cu alte cuvinte, ideea ar fi următoarea: știm că într-un moment oarecare particula avea o anumită energie, dar nu știm cînd anume era acest moment, și nedeterminarea va fi cu atît mai mare, cu cît energia este dată cu precizie mai mare. Totuși, această interpretare nu este cea corectă, după cum se poate vedea imediat din exemplul atomului de hidrogen în starea sa fundamentală. Aici am aflat energia cu precizie, adică eroarea posibilă ε este extrem de mică, și totuși, din moment ce atomul rămîne în această stare atît timp cît nu există nici o influență perturbatoare, putem alege orice moment ulterior dorim și să spunem că în acest moment energia este cunoscută.

De fapt există două moduri corecte de a interpreta această regulă. Prima este următoarea: dacă energia particulei (sau a atomului) variază sub influența unor factori externi sau prin emisie de radiație, și dacă energia sa rămîne constantă numai un timp t, atunci energia este determinată în acest caz cu o precizie pînă la ε, astfel încît εt să fie mai mare decît h. Sub această formă, regula se poate aplica atomului de hidrogen. Energia stării fundamentale este determinată exact, deoarece, atunci cînd atomul nu este perturbat, el își

pastrează aceeaşi energie un timp nelimitat. Dar în orice stare excitată atomul are posibilitatea să emită lumină şi deci nu va rămîne într-o asemenea stare decît un interval de timp limitat. Nu putem prevedea cu precizie durata acestui interval, deoarece aici intervin din nou legile probabilităţii, dar, în medie, timpul este cunoscut. Energia oricărei stări excitate sau a oricărui nivel din atom, altul decît cel fundamental, nu este deci stabilită cu precizie, ci este afectată de o imprecizie de aproximativ $\frac{h}{t}$, unde t este viaţa medie a stării excitate, sau timpul după care, în medie, se va emite o cuantă de lumină.

Deoarece energia cuantei de lumină trebuie să fie egală cu diferenţa dintre energiile atomului înainte şi după emisie, şi ea trebuie să fie afectată de o imprecizie şi deci lumina observată într-un spectograf nu va fi strict monocromatică, ci va avea o împrăştiere de frecvenţe într-un mic interval. Că această afirmaţie este corectă rezultă dintr-un argument simplu. Să presupunem că avem un mare număr de atomi de hidrogen cărora le aplicăm o perturbaţie, de exemplu provocăm o descărcare electrică intensă prin hidrogen gazos, descărcare ce va excita un mare număr de atomi pînă la prima stare excitată; gazul devine luminescent, adică emite lumină. Totuşi, această lumină durează numai un timp scurt, deoarece după un timp t cei mai mulţi atomi vor cădea în starea lor fundamentală şi vor înceta să radieze. Lumina pe care o observăm este deci un pachet de unde de durată limitată, ca în figura 24. Am văzut în cap. 3 că un asemenea pachet de unde se compune din unde cu o anumită împrăştiere a lungimilor de undă sau a frecvenţelor, iar această împrăştiere a frecvenţelor este tocmai $\frac{1}{t}$, t fiind durata. Aceasta dă tocmai împrăştierea corectă pentru energiile fotonilor corespunzători. Liniile spectrale au în realitate totdeauna o lărgime finită. Într-o experienţă ideală în care se evită orice influenţe perturbatoare, s-ar observa o „lărgime naturală", avînd exact mărimea prevăzută de consideraţiile de mai sus.

Regula conform căreia εt nu poate fi mai mic decît h poate fi interpretată şi în alt mod. Să considerăm un electron care se mişcă într-un atom de hidrogen pe o orbită foarte mare, astfel încît să-l putem descrie cu ajutorul unui pachet de unde de întindere mică în raport cu raza

orbitei, dar avînd totuşi un interval de viteze suficient de mic pentru ca întregul pachet să se deplaseze pe o orbită fără a se împrăştia imediat. Şi în acest caz se confirmă că, dacă cunoaştem energia cu o eroare posibilă ε, pachetul de unde trebuie să se extindă cel puţin pe o distanţă vt, unde v este viteza centrului pachetului de unde. Cu alte cuvinte, momentul în care electronul va trece prin orice punct dat de pe orbita sa este în acest caz afectat de nedeterminarea t, şi εt trebuie să fie din nou egal cel puţin cu h. Pentru o orbită mare, timpul de revoluţie, adică timpul necesar în mecanica clasică pentru ca electronul să se întoarcă la punctul său de plecare, este de asemenea egal cu perioada undei luminoase care ar fi emisă de un asemenea electron. Deoarece pentru orbite foarte mari legile cuantice devin identice cu concluziile fizicii clasice (aceasta constituie „principiul de corespondenţă", care a avut o mare importanţă istorică în dezvoltarea legilor cuantice), şi aici frecvenţa luminii emise va fi egală cu $\frac{1}{t}$, iar energia cuantei de lumină $\frac{h}{t}$. Diferenţa de energie dintre nivelele de energie imediat vecine, egală cu energia cuantei de lumină emise la o tranziţie între aceste nivele, este deci aproximativ egală cu $\frac{h}{t}$, unde t este perioada de revoluţie. Rezultă că poziţia electronului pe orbita sa trebuie să fie complet necunoscută dacă energia este cunoscută suficient de bine pentru a putea distinge un nivel de energie de celălalt. Aceasta arată din nou că nu trebuie să încercăm să descriem tranziţiile electronului de pe o orbită pe cea următoare prin legile mecanicii clasice.

Să rezumăm rezultatele la care am ajuns în acest capitol. Am văzut că atît cuantele de lumină, cît şi electronii trebuie consideraţi ca particule, dar că nu putem urmări mişcarea sau comportarea acestor particule de la un punct la altul, aşa cum eram obişnuiţi din capitolele precedente. Comportarea lor este descrisă de unde, din amplitudinile cărora putem deduce probabilităţile rezultatelor obţinute la diferite observaţii asupra acestor particule. Astfel constatăm că nu există contradicţie între proprietăţile corpusculare şi cele ondulatorii ale luminii sau ale substanţei, pentru ambele tipuri de proprietăţi existînd dovezi directe simple; totodată am văzut că natura ondulatorie a electro-

nilor explică stabilitatea atomilor la anumite energii, dimensiunile unui atom normal şi poziţia liniilor spectrale ale luminii emise sau parţial absorbite de către un gaz la trecerea luminii prin acel gaz. În capitolele următoare vom vedea în continuare cum aceste legi noi explică complet comportarea atomilor şi a sistemelor de atomi în toate împrejurările imaginabile.

Pentru rezolvarea acestor probleme a trebuit să limităm noţiunile de poziţie, viteză şi mişcare, cu care ne-a obişnuit experienţa noastră de toate zilele şi cîteva secole de fizică clasică, precum şi să recunoaştem că aceste noţiuni pot fi folosite fără ambiguitate numai în măsura în care pot fi legate de observaţii reale care, în principiu, să nu contravină legilor teoriei cuantice. În particular sîntem obligaţi să renunţăm la posibilitatea unei descrieri cauzale complete a proceselor mecanice, adică de a cunoaşte vreodată starea unui atom cu o asemenea precizie încît soarta sa ulterioară să poată fi complet prezisă, aşa cum un astronom poate prezice poziţia în viitor a unei stele pe cer. Aceasta nu ne împiedică însă să prevedem cu certitudine comportarea corpurilor care conţin sisteme mari de atomi, deoarece legile întîmplării, asociate cu legile cuantice ale probabilităţii, permit să se facă asemenea predicţii cu toată precizia care ar fi vreodată necesară, întocmai ca în cazul teoriei cinetice despre care am vorbit în cap. 5.

8

Proprietăţile atomilor

HIDROGENUL ŞI HELIUL

În capitolul precedent am prezentat succint noile legi cuantice la care ne-au condus multiplele contradicţii aparente întîlnite în studierea atomului cu ajutorul cunoştinţelor noastre asupra legilor naturii. Principalele fapte pe care le-am folosit au fost: dovezile asupra existenţei cuantelor de lumină furnizate de efectul fotoelectric, efectul Compton şi lumina emisă de un corp încălzit, dovezile asupra naturii ondulatorii a electronilor (şi a altor particule) furnizate de difracţia electronilor şi faptul că atomul are dimensiuni finite şi că electronii nu cad pe nucleu.

Nu trebuie, totuşi, uitat că acestea nu sînt decît exemple alese dintr-un material experimental vast, care indică la fiecare pas eşecul vechilor legi, şi că noile legi nu au fost definitiv acceptate decît atunci cînd s-a constatat că ele pot explica în mod firesc toate faptele cunoscute în legătură cu atomii şi că pot prezice noi regularităţi, care ulterior au fost confirmate de experienţă.

Pentru a putea dobîndi această nouă concepţie a trebuit abandonată descrierea atomilor prin reprezentări simple, bazate pe o comparaţie cu mişcarea corpurilor la scară macroscopică. A trebuit să recunoaştem că noţiuni ca poziţie şi mişcare ale obiectelor sînt prejudecăţi la care ne-a condus experienţa noastră cu obiectele mari din viaţa practică. A trebuit să acceptăm contradicţii aparente, cum ar fi că electronul este într-un sens particulă şi într-alt sens undă; am văzut că acestea nu sînt contradicţii reale, ci indică doar inaplicabilitatea raţionamentelor clasice la fenomenele ce se petrec la scară atomică.

În capitolul precedent am schiţat esenţa noilor legi, dar pentru simplitate am lăsat deoparte unele rafinamente. În acest capitol va trebui să ne completăm tabloul şi să descriem unele concluzii foarte generale ce se pot trage din legile cuantice. Aceasta ne va permite să dispunem de o serie

completă de legi, pe care le vom putea folosi pentru studiul integral al comportării atomilor, studiu al cărui rezultat îl vom schița în acest capitol. Se va vedea atunci că întreaga comportare a atomilor — ca și a materiei, care e constituită din atomi — se încadrează perfect în acest tablou și că legile cuantice o descriu tot atît de complet cum descrie mecanica clasică mișcarea planetelor sau mecanismul unui ceas ori cum descriu legile cîmpului electromagnetic ale lui Maxwell comportarea unui generator electric, a unui aparat de radio sau propagarea undelor de lumină.

Pentru început vom discuta unele dintre problemele legate de studierea atomilor mai mari decît atomul de hidrogen, care are un singur electron. Studiul riguros al atomilor cu mai mulți electroni nu este ușor de făcut; aici sînt necesare noi noțiuni, care vor fi expuse mai tîrziu, dar pentru moment vom privi problema ca și cum electronii nu ar exercita forțe unul asupra celuilalt, ci fiecare s-ar mișca independent într-un cîmp de forțe. Această simplificare este similară cu cea pe care o facem atunci cînd vorbim despre mișcarea Pămîntului sau a altei planete în jurul Soarelui ca și cum ar exista numai Soarele și planeta respectivă, neglijînd existența altor planete. În mecanica sistemului solar avem însă motive mult mai temeinice pentru a proceda astfel decît în mecanica atomului, deoarece forța gravitațională între două corpuri depinde de masele lor. Soarele fiind cu mult mai greu decît oricare dintre planete, forța de atracție a Soarelui asupra Pămîntului este cu mult mai puternică decît cea a lui Marte sau a lui Venus de exemplu, chiar la distanțe similare. În atom însă forțele sînt de natură electrică și depind de sarcina particulelor. Or, sarcina electrică globală a tuturor electronilor dintr-un atom este egală ca mărime (deși de semn contrar) cu sarcina nucleului. Rezultă că forțele exercitate asupra unui electron de către ceilalți electroni nu sînt foarte slabe. Totuși, va fi util să studiem pentru început problema simplificată, deoarece astfel vor apărea unele elemente importante și vom vedea mai tîrziu cum putem îmbunătăți rezultatele.

Să considerăm deci atomul care urmează hidrogenului în tabloul elementelor: heliul, al cărui nucleu are o sarcină pozitivă de două ori mai mare decît a protonului. Atomul de heliu neutru conține doi electroni. Dacă neglijăm influența reciprocă dintre acești electroni, fiecare dintre ei ar trebui să fie reprezentat de către o undă de tipul celei discu-

tate mai înainte. Fiecare dintre aceste unde aparţine unui nivel de energie caracterizat printr-un „număr cuantic", n; starea de energie minimă, în care electronii sînt cel mai puternic legaţi, se obţine luînd pentru fiecare electron nivelul cel mai jos, adică acela pentru care $n = 1$. În capitolul precedent s-a arătat că energia acestui nivel este, pentru hidrogen, egală cu $-\frac{4\pi me^4}{h^2}$, unde m era masa electronului, e sarcina electronului (egală în valoare absolută cu a protonului) şi h constanta lui Planck. Semnul minus arată că energia este negativă, adică pentru a îndepărta electronii trebuie efectuat un lucru mecanic. Termenul e^4 din această formulă apare datorită legii lui Coulomb, care spune că forţa este egală cu $\frac{e^2}{r^2}$. În cazul heliului, unde nucleul are o sarcină pozitivă egală cu $2e$, forţa devine $\frac{2e^2}{r^2}$ şi deci nivelul de energie cel mai de jos al unui electron în atomul de heliu devine $-\frac{4\pi^2 m(4e^4)}{h^2}$, adică de patru ori mai mare decît în cazul hidrogenului. Cu alte cuvinte, energia necesară pentru a îndepărta un electron din atomul de heliu ar trebui să fie aproximativ de patru ori mai mare decît în cazul hidrogenului. De fapt, aceste cifre sînt exagerate, deoarece nu am ţinut seama de respingerea dintre cei doi electroni. Dar, în linii mari, rezultatul este corect: este cu mult mai greu să îndepărtăm un electron dintr-un atom de heliu decît dintr-un atom de hidrogen, adică să ionizăm un atom de heliu. De exemplu, dacă se umple cu heliu un tub de tipul celui folosit în reclamele luminoase, nu va trece curent prin el decît atunci cînd tensiunea electrică de la bornele sale este considerabil mai mare decît aceea care ar fi necesară în cazul unui tub umplut cu hidrogen. Mecanismul descărcării este următorul: electronii liberi sînt accelerați de cîmpul electric şi, ciocnindu-se cu atomii, pot smulge din ei electroni, ceea ce duce la apariţia unor ioni pozitivi. Aceştia se îndreaptă spre capătul negativ al tubului, în timp ce electronii smulşi se îndreaptă spre cel pozitiv. Dobîndind suficientă viteză, aceşti electroni pot, la rîndul lor, să ionizeze alţi atomi. Descărcarea se poate menţine numai dacă electronii au posibilitatea să dobîndească pe parcurs suficientă energie pentru a provoca ionizări prin ciocnire; prin urmare, tensiunea la care porneşte descărcarea poate fi considerată ca o măsură a energiei necesare pentru ionizare.

Ne putem îndrepta atenţia şi spre nivelele energetice superioare ale atomului de heliu. Ştim din discuţiile purtate în capitolul precedent că lumina poate ridica energia atomului pe un nivel energetic superior, cu condiţia ca energia cuantei de lumină să fie exact egală cu diferenţa de energie dintre noul şi vechiul nivel. În reprezentarea noastră simplificată, toate nivelele energetice ale unui electron din atomul de heliu ar trebui să fie de patru ori mai înalte decît cele ale hidrogenului. Pentru a ridica un atom de heliu pe un nivel energetic superior, sau, cum se mai spune, pentru a-l excita, cuantele de lumină ar trebui să aibă o energie de aproximativ patru ori mai mare decît cele care pot excita un atom de hidrogen. Întrucît energia unei cuante de lumină este egală cu produsul dintre constanta lui Planck şi frecvenţa cuantei, este deci necesară o lumină de frecvenţă de patru ori mai mare. Şi aici cifra patru este exagerată, deoarece nu am ţinut seama de respingerea dintre electroni, dar se verifică într-adevăr că liniile spectrale ale heliului, adică frecvenţele luminii care pot excita gazul şi care sînt deci puternic absorbite cînd trec prin el, sînt mult mai mari decît în cazul hidrogenului, fiind situate mult mai departe în ultraviolet. Pînă aici reprezentarea noastră este deci în bună concordanţă cu faptele experimentale.

ALŢI ATOMI UŞORI. PRINCIPIUL DE EXCLUZIUNE

Dar această explicaţie simplă nu mai este valabilă dacă mergem mai departe. Să considerăm atomul următorului element: litiul, care are un nucleu cu o sarcină pozitivă $3e$ şi deci în stare neutră trei electroni orbitali. Conform raţionamentelor noastre, ar trebui ca electronii din litiu să fie legaţi de aproximativ nouă ori mai puternic decît cei de hidrogen, atomii de litiu să fie mult mai greu de ionizat decît cei de hidrogen sau de heliu, iar lumina care poate fi absorbită de litiu să fie situată încă mai departe în ultraviolet decît cea absorbită de hidrogen sau de heliu. Realitatea este însă alta. Litiul se ionizează mai uşor decît hidrogenul, deci mult mai uşor decît heliul. Pentru a produce o descărcare într-un tub care conţine vapori de litiu este suficientă o tensiune electrică foarte joasă, iar dacă se descompune într-un spectroscop lumina care a trecut prin

vapori de litiu, liniile de absorbție încep în roșu și nicidecum în domeniul ultraviolet al spectrului. Dacă punem într-o flacără puțină sare de litiu, obținem o culoare roșie caracteristică, datorită emisiei aceleiași linii. Mecanismul este aici următorul: la ciocnirea dintre atomii care se mișcă cu viteză mare în flacără, unii atomi sînt excitați pe primul nivel de energie deasupra stării lor normale. Ei pot pune în libertate această energie suplimentară, emițînd cuante de lumină a căror frecvență corespunde frecvenței luminii roșii.

Atomii de litiu nu se comportă deci conform reprezentării noastre simplificate: prin urmare, este necesară o lărgire a legilor învățate pînă aici. Această dificultate este legată numai de prezența celui de-al treilea electron. O dată îndepărtat acesta, adică atunci cînd considerăm un ion de litiu care conține doi electroni în loc de trei, el se comportă în concordanță perfectă cu așteptările noastre. În particular, energia necesară pentru a îndepărta un alt electron este într-adevăr cu mult mai mare decît cea necesară pentru a îndepărta un electron dintr-un atom neutru de heliu.

S-a observat că comportarea atomului de litiu ar corespunde bine modelului de pînă acum dacă s-ar presupune că cel de-al treilea electron nu ocupă nivelul de energie cel mai de jos ($n = 1$), ci cel următor cu $n = 2$. În primul rînd, în ecuațiile din cap.7, în energia fiecărui nivel apărea la numitor pătratul numărului cuantic n. Cu alte cuvinte, energia corespunzătoare la $n = 2$ ar trebui să fie egală cu un sfert din cea corespunzătoare la $n = 1$. De asemenea și raza sferei în care este extinsă unda asociată electronului este proporțională cu n^2, astfel încît unda asociată celui de-al treilea electron ar trebui să se întindă pe o regiune mult mai mare decît a primilor doi. Rezultă deci că trebuie să ne imaginăm cel de-al treilea electron ca mișcîndu-se într-un cîmp electric produs de nucleu (sarcina $+3e$), înconjurat foarte strîns de primii doi electroni (care poartă laolaltă o sarcină de $-2e$). Comportarea sa trebuie deci să fie similară celei a unui electron din apropierea unui mic centru care poartă o singură sarcină pozitivă $+e$. Energia atomului va fi deci aproximativ egală cu cea a unui atom de hidrogen avînd $n = 2$. Cu alte cuvinte, energia necesară pentru a îndepărta ultimul electron dintr-un atom de litiu ar trebui să fie de numai un sfert din energia de ionizare a hidrogenului. Ea este, de fapt, numai de 2—3 ori mai mică decît cea a hidrogenului, dar, avînd în vedere reprezentarea grosolană

de care ne folosim pentru moment, discrepanța nu este surprinzătoare.

Rezultă deci că starea normală a atomului de litiu corespunde unui nivel energetic la a cărui existență trebuia să ne așteptăm, numai că n-am fi crezut ca el să fie nivelul cel mai de jos. Situația se prezintă ca și cum ultimul electron n-ar putea fi capabil să ajungă în starea $n = 1$ dacă în ea se află deja doi electroni.

Să considerăm următorii atomi. După litiu urmează beriliul, al cărui atom are patru electroni. Dovezile experimentale arată că cel de-al patrulea electron, ca și al treilea, nu poate sta decît pe nivelul al doilea, adică cel cu $n = 2$. Adăugînd succesiv sarcini pozitive nucleului și respectiv electroni, astfel încît atomii rezultanți să fie neutri, adică considerînd pe rînd atomii de bor, carbon, azot, oxigen, fluor și neon, constatăm că se comportă cu toții ca și cum ar avea numai doi electroni în starea $n = 1$, iar ceilalți s-ar afla în starea $n = 2$. Urmărind acest șir de atomi, constatăm că forța de atracție a nucleului devine din ce în ce mai mare, ceea ce are ca consecință faptul că unda asociată electronilor exteriori devine din ce în ce mai puțin extinsă în spațiu, astfel încît dimensiunile atomului scad; cîmpul devenind din ce în ce mai puternic, deci unda electronică mai concentrată, energia de ionizare crește și ea progresiv. În particular, ultimul din acest șir, gazul rar neon, este din nou foarte greu ionizabil. Energia sa de ionizare este aproape la fel de mare cu cea a heliului și deci mai mare decît cea a hidrogenului; liniile sale de absorbție încep abia în ultraviolet.

Următorul atom este cel de sodiu, al cărui nucleu conține de 11 ori sarcina electrică a protonului și este înconjurat de 11 electroni. Aici se repetă situația pe care am găsit-o la litiu. Sodiul se ionizează ușor, mai ușor chiar decît litiul, și din toate punctele de vedere comportarea celui de-al 11-lea electron sugerează că el se află acum pe cel de-al treilea nivel, acela cu $n = 3$. Continuînd seria elementelor, constatăm că această situație se repetă.

Cum putem explica această comportare? S-a crezut la început că motivul pentru care nu pot exista mai mult de doi electroni pe nivelul cel mai de jos, pe prima orbită electronică, și mai mult de opt pe următorul îl constituie forța de respingere dintre electroni, dar un studiu matematic mai amănunțit a invalidat această explicație. Dacă, de exemplu,

studiem fără nici o simplificare problema celor trei electroni în cîmpul nucleului de litiu, rezultatul obținut arată în mod limpede că starea de energie minimă corespunde stării în care toți cei trei electroni ar avea $n = 1$, deși în această stare energia de atracție ar fi puțin micșorată, datorită respingerii dintre electroni. De ce totuși nu este întîlnită această stare în natură?

Pauli și-a dat seama că acest fapt constituie un nou element de informație, cu caracter fundamental, de cea mai mare importanță și care nu poate fi o consecință a legilor cuantice expuse pînă aici. Trebuie, dimpotrivă, să-l privim ca pe o nouă regulă independentă care trebuie adăugată acestor legi.

Pentru a găsi conținutul precis al acestei reguli, trebuie să ne amintim mențiunea din cap.7, și anume că nivelului al n-lea din atomul de hidrogen îi corespund n^2 unde diferite. Cu alte cuvinte, există numai o undă pentru $n = 1$, patru pentru $n = 2$, nouă pentru $n = 3$ etc. Or, am văzut că în atom s-ar părea să existe loc pentru doi electroni pe nivelul cel mai de jos ($n = 1$), opt electroni pe următorul ($n = 2$) etc., ca și cum ar fi loc pentru de două ori atîția electroni cîte unde electronice posibile există. Nu pot exista mai mult de doi electroni într-o stare descrisă de una și aceeași undă. Putem spune că nu pot exista mai mult de doi electroni în aceeași stare de mișcare. Cu alte cuvinte, trebuie exclus orice aranjament posibil de electroni care ar fi compatibil cu legile mecanicii ondulatorii, dar care ar avea mai mult de doi electroni în aceeași stare de mișcare. În esență, acesta este conținutul principiului de excluziune sugerat de Pauli, care acum reprezintă unul dintre principiile importante ale fizicii atomice.

Motivul pentru care tocmai doi electroni se pot mișca în același mod este legat de o nouă descoperire, pe care o vom discuta acum mai amănunțit, anume de spinul[1] electronului. Astfel, trebuie să ne imaginăm că în timp ce se mișcă în atom, electronul se rotește și în jurul propriei sale axe, asemănător cum Pămîntul se rotește în jurul axei sale în timp ce își urmează drumul pe orbită în jurul Soarelui. Vom vedea mai tîrziu că există două moduri posibile în care se poate roti electronul, în orice stare de mișcare dată. Aceasta su-

[1] În limba engleză „to spin" înseamnă a se roti în jurul propriei axe. *(Nota trad.)*

gercază, de exemplu, că în stare normală cei doi electroni ai heliului se rotesc în sensuri opuse, ceea ce este valabil pentru oricare electroni ce ocupă împreună indiferent care altă stare dintr-un atom mai mare. Dacă se ţine seama de spin, principiul de excluziune spune deci că mai mulţi electroni nu pot fi niciodată exact în aceeaşi stare dacă starea este specificată atît prin mişcarea electronului, cît şi prin spinul său.

Aşa cum am mai menţionat, acest principiu de excluziune nu poate fi dedus din legile cuantice, ci este un fapt independent, în sprijinul căruia vom mai întîlni multe dovezi convingătoare. Atunci cînd ne vom ocupa de teoria electronului pozitiv, vom vedea că principiul de excluziune este vital legat de celelalte legi, în sensul că fără el celelalte legi ar duce la consecinţe destul de nefireşti.

MOMENTUL CINETIC

Pentru a înţelege faptele legate de spinul electronului, precum şi alte caracteristici importante ale atomilor, trebuie să înţelegem rolul pe care îl joacă momentul cinetic în teoria cuantică.

Am întîlnit momentul cinetic în cap. 1 şi am văzut că este o noţiune utilă în mecanică. El măsoară mişcarea în jurul unei axe. Un obiect care se mişcă sub acţiunea unei forţe centrale, adică a unei forţe dirijate dinspre un centru fix, are momentul cinetic constant. Această afirmaţie ne-a permis să obţinem simplu unele informaţii cu privire la mişcarea sa ulterioară. Dacă între mai multe obiecte se exercită forţe reciproce, momentul lor cinetic total nu va fi afectat.

Pentru a discuta momentul cinetic în teoria cuantică, să studiem mai întîi o problemă foarte simplă: fie un electron care nu se poate mişca liber decît pe un cerc de rază r, ca o mărgea înşirată pe un fir circular. Dacă nu există frecare, energia sa cinetică ar trebui să rămînă constantă. Dacă, aşa cum am făcut în capitolul precedent, introducem noţiţiunea de undă, lungimea acesteia va fi constantă. Deoarece drumul este închis, unda nu se va potrivi cu drumul electronului decît dacă circumferinţa cercului conţine un număr

întreg m de unde complete. În figura 44 s-a trasat o linie subțire în așa fel, încît distanța sa pînă la cerc să indice amplitudinea undei.

Utilizînd formula lui Broglie $\lambda = \frac{h}{p}$, unde p este impulsul electronului, obținem $p = \frac{h}{\lambda} = m\frac{h}{2\pi r}$. Acest rezultat

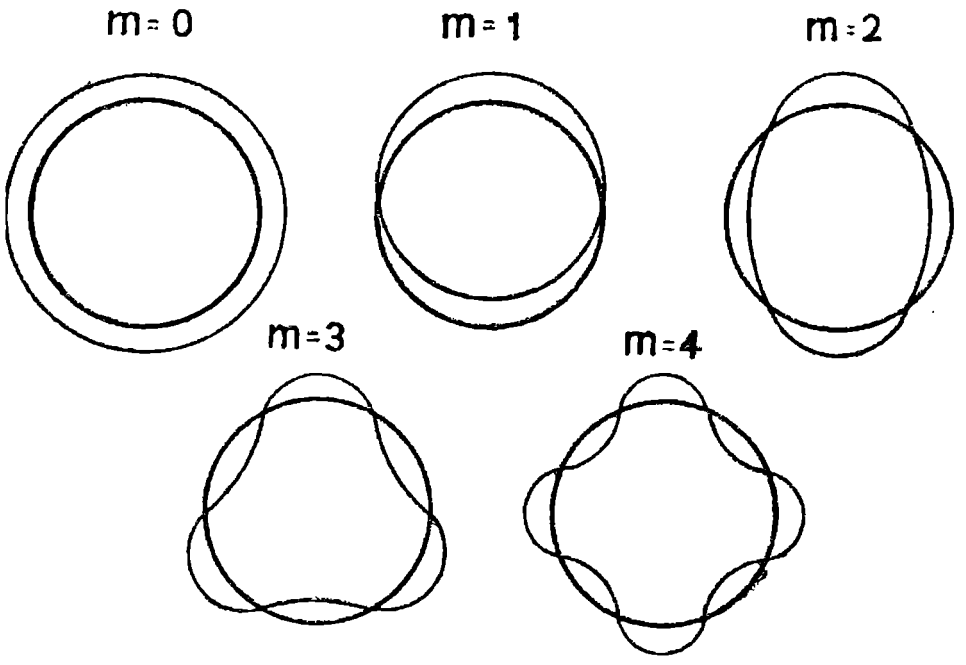

Fig. 44. Unde pe un cerc

este similar cu cel găsit în cazul cutiei, prin faptul că și în această mișcare nu sînt posibile decît numai anumite viteze, deci numai anumite energii bine determinate. Pentru $m = 0$, electronul nu se mișcă de loc. Amplitudinea undei, și deci probabilitatea de a găsi electronul, este aceeași de-a lungul întregii circumferințe. Pentru orice alt m, electronul se poate mișca pe cerc în ambele sensuri, iar pentru a distinge cele două cazuri folosim pentru m numere pozitive și negative.

Să presupunem că cercul este orizontal și să luăm o axă verticală care trece prin centrul său. Momentul cinetic față de această axă este egal, conform celor spuse în cap. 1, cu distanța r de la axă înmulțită cu proiecția impulsului particulei pe o direcție perpendiculară pe această distanță. În cazul nostru, aceasta este chiar impulsul total, astfel încît

momentul cinetic este pr, sau $m\frac{h}{2\pi}$. Rezultă că momentul cinetic este un multiplu de $\frac{h}{2\pi}$, adică un multiplu al „unității" de moment cinetic.

Raza r nu mai figurează în ultimul calcul și rezultatul este același indiferent dacă cercul este mare sau mic, deși, evident, pentru a avea același moment cinetic pe un cerc mai mic particula trebuie să se miște cu un impuls mai mare, adică cu o viteză mai mare. Această independență de rază sugerează că rezultatul ar putea fi valabil chiar atunci cînd mișcarea particulei nu este limitată la un cerc. Și într-adevăr se constată că așa stau lucrurile, însă demonstrarea acestei laturi a fenomenului ar necesita o tratare matematică. Să considerăm mai întîi cazul unei particule care se mișcă într-un plan. Și aici constatăm că momentul său cinetic este mereu egal cu un multiplu de $\frac{h}{2\pi}$, iar unda care descrie particula este de genul celei schițate în figura 45; în această figură am ilustrat cazul unui moment cinetic egal cu $3\frac{h}{2\pi}$, sau, cum spunem prescurtat, de trei unități. Regiunile hașurate indică unde este pozitivă amplitudinea undei, între aceste regiuni amplitudinea fiind negativă. Dacă urmărim orice linie închisă care înconjură cercul, unda va trece de trei ori de la pozitiv la negativ și viceversa. Astfel, la orice distanță ne-am afla de centru, pentru a-l înconjura trecem totdeauna prin trei unde complete.

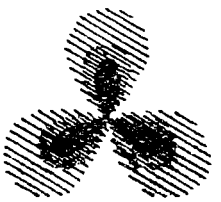

Fig. 45. Undă într-un plan, $m = 3$

Acest rezultat, anume că dacă măsurăm momentul cinetic obținem întotdeauna un număr întreg de unități, adică un multiplu întreg de $\frac{h}{2\pi}$, este o consecință a naturii ondulatorii a luminii, întocmai ca și faptul, stabilit în capitolul precedent, că orice măsurare a energiei va arăta că ea corespunde exact unuia dintre nivelele energetice ale atomului considerat. Mai departe, în legătură cu experiența Stern și Gerlach, vom vedea că o asemenea măsurare a momentului cinetic este realizabilă în practică și nu reprezintă doar un exercițiu.

Să considerăm acum cazul real al electronului care se mișcă în spațiu în vecinătatea unui centru atractiv, ca în

atomul de hidrogen. Şi aici se ajunge la rezultatul că măsurarea momentului cinetic în raport cu o axă arbitrară care trece prin centrul atractiv nu poate da decît un număr întreg de unităţi. La prima vedere avem de-a face cu o contradicţie. Anume, conform definiţiilor momentului cinetic discutate în cap. 1, se poate arăta că, dacă cunoaştem momentul cinetic al unei particule în raport cu trei axe rectangulare (o axă verticală, una în direcţia est-vest şi alta în direcţia nord-sud), cunoaştem şi momentul cinetic în raport cu orice linie intermediară. De exemplu, dacă momentul cinetic în raport cu o axă verticală este mare, iar în raport cu două axe orizontale diferite este nul, el trebuie să fie nul şi în raport cu orice axă orizontală. În raport cu orice axă înclinată faţă de verticală, el va depinde de înclinaţie, fiind nul cînd axa este orizontală şi maxim cînd ea este verticală. Situaţia descrisă aici este cea care se realizează de fapt atunci cînd orbita particulei este orizontală.

Este însă evident că acest rezultat, varierea momentului cinetic de la zero la valoarea sa maximă cînd variază direcţia la care se raportează, nu poate fi compatibil cu faptul că acest moment trebuie să fie totdeauna egal cu un număr întreg de unităţi. Dacă momentul cinetic nu este egal cu zero, trebuie să fie egal cu o unitate sau cu un număr întreg de unităţi, dar nu poate varia treptat de la zero la unu.

Şi acest paradox este rezolvat de principiul de nedeterminare. Dacă cercetăm metodele posibile de măsurare a momentului cinetic, constatăm că orice măsurare a momentului cinetic în raport cu o axă trebuie să modifice într-un mod imprevizibil măsurarea sa în raport cu o altă axă, astfel încît nu putem niciodată cunoaşte în acelaşi timp momentul cinetic în raport cu mai multe axe. Legătura dintre acest rezultat şi principiul de nedeterminare în forma sa cea mai simplă devine evidentă dacă ţinem seama de faptul că cunoaşterea momentului cinetic în toate direcţiile ar fixa planul orbitei particulei. Aceasta ar fi incompatibil cu principiul de nedeterminare, deoarece, presupunînd că planul ar fi orizontal, am putea cunoaşte astfel imediat înălţimea la care se află particula (anume aceeaşi înălţime cu cea la care se află centrul de atracţie în jurul căruia se roteşte) şi componenta verticală a vitezei sale (egală cu zero, deoarece particula rămîne în acelaşi plan orizontal). Dar am văzut mai înainte că recunoaşterea proiecţiei poziţiei parti-

culei după o direcție dată este incompatibilă cu cunoașterea componentei vitezei sale după aceeași direcție.

Există o singură situație în care putem cunoaște momentul cinetic în toate direcțiile, anume cînd el este egal cu zero. În mecanica clasică, acesta ar fi cazul unei „orbite" în simplă linie dreaptă care trece prin centrul de atracție și pe care particula s-ar mișca, înainte și înapoi, dar direcția acestei linii ar fi atunci necunoscută; în orice caz, această reprezentare a mișcării nu trebuie luată prea *ad litteram*.

O mărime importantă în mecanica clasică este momentul cinetic, „rezultant" M, definit prin aceea că pătratul său este egal cu suma pătratelor momentelor cinetice în raport cu trei axe rectangulare $M^2 = M_1^2 + M_2^2 + M_3^2$. Se constată că momentul cinetic rezultant nu depinde de direcția celor trei axe atît timp cît ele sînt rectangulare; dacă alegem aceste trei axe astfel încît M_1 și M_2 să fie nule, rezultă că $M = M_3$. Aceasta se realizează atunci cînd cea de-a treia axă este perpendiculară pe planul orbitei. În mecanica cuantică, momentul cinetic rezultant poate fi definit în același mod și exprimat în aceleași unități, pătratul său fiind totdeauna egal cu $l(l + 1)$, unde l poate fi 0,1,2 sau orice alt număr întreg pozitiv. Principiul de nedeterminare nu ne împiedică să cunoaștem în același timp momentul cinetic rezultant (și deci pe l) și momentul cinetic în raport cu o axă anumită, care trebuie să fie egal cu un număr întreg n de unități. Momentul cinetic în raport cu o axă oarecare nu poate fi mai mare decît cel rezultant și deci m nu poate fi mai mare decît l.

Dacă cunoaștem momentul cinetic rezultant și măsurăm momentul cinetic de-a lungul unei axe date, putem obține oricare din rezultatele l, $l-1$, $l-2$, ..., $-l$ unități, în toate cele $2l + 1$ posibilități. De exemplu, dacă $l = 1$, m poate fi 1, 0 sau -1.

Ne putem imagina diferitele stări cu același moment cinetic rezultant ca pe niște orbite de aceeași formă, dar cu orientări diferite, ca cele din figura 46. Remarcăm că, chiar pentru $l = 1$ și $m = 1$, momentul cinetic în raport cu o axă dată este mai mic decît cel rezultant, care este egal cu radicalul din $l(l+1)$, adică cu $\sqrt{2}$ unități, și deci nu putem observa niciodată orbita în starea în care particula ar avea momentul cinetic maxim în direcția dată. La acest rezultat trebuia să ne așteptăm, deoarece în caz contrar am cunoaște planul orbitei, ceea ce am văzut că este imposibil. Acesta

este motivul pentru care orbitele pentru $m = 1$ și $m = -1$ au fost desenate în jurul unor axe oblice. Direcția de înclinare a acesteia (spre dreapta sau spre stînga, înainte sau înapoi sau în orice alt mod) față de direcția dată trebuie să rămînă nespecificată.

Putem descrie acum ceva mai amănunțit undele care aparțin stărilor energetice joase ale electronului din atomul de

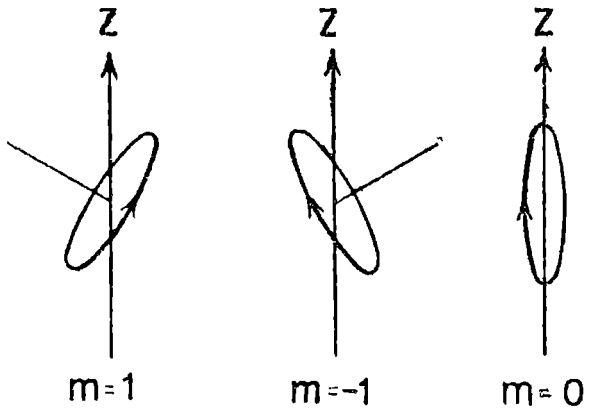

Fig. 46. Cum s-ar putea reprezenta orbitele cu $l = 1$ în cazul mișcării în jurul unui centru

hidrogen. Pentru $n=1$ există numai o undă, și ea corespunde lui $l = 0$, deci și lui $m = 0$. În acest caz nu există moment cinetic. În consecință, dacă parcurgem orice curbă în jurul centrului, nu observăm nici un fel de oscilații ale undei: unda este aceeași în toate direcțiile. Unda depinde însă de distanța față de centru: în figura 47 *a* am reprezentat amplitudinea undei de-a lungul unei linii ce trece prin centrul atomului. Ne amintim că pătratul amplitudinii undei reprezintă probabilitatea de poziție a electronului. Cu alte cuvinte, pătratul înălțimii curbei din figura 47 *a* ne spune cît este de probabil să găsim electronul în orice punct de-a lungul acestei linii. În figura 47 *b* este dată o secțiune prin unda pentru $n = 2$, tot în cazul unui moment cinetic nul. Aici unda are un nod, adică este negativă la distanțe mari și pozitivă în apropierea centrului, și, în genere, ea este extinsă mult mai departe de centru, ceea ce corespunde razei mai mari sau faptului că electronul este mult mai slab legat. Pe lîngă această stare, aceleiași energii îi corespund încă trei stări, toate avînd $n = 2$, dar cu $l = 1$. Una dintre ele este reprezentată în figura 47 *c*. Acum unda este pozitivă de o parte a centrului și negativă de cealaltă parte.

În figura 47 *d* am reprezentat pentru aceeaşi undă o secţiune printr-un plan ce trece prin centru: aici curbele trasate indică linii de amplitudine constantă a undei, ca într-o hartă curbele de nivel. Pe linia care trece prin centru amplitudinea este zero, la dreapta ei amplitudinea este pozitivă, iar la stînga ei este negativă. Celelalte două stări, pentru acelaşi *n* şi *l*, sînt similare, dar au direcţii diferite.

EXPERIENŢE CU FASCICUL ATOMIC. SPINUL

Momentul cinetic corespunzător unei asemenea stări electronice poate fi detectat în practică, deoarece un electron care se roteşte în jurul unei axe poartă o sarcină electrică şi se comportă deci ca un mic curent electric într-o mică bobină. După cum am văzut în cap. 2, cîmpul magnetic exercită o forţă asupra unei asemenea bobine. Am văzut că o mică bobină prin care trece curent produce acelaşi cîmp magnetic ca şi un mic magnet, fapt folosit în galvanometrul cu cadru mobil, în care acul magnetic al galvanometrului, descris în cap. 2, este înlocuit printr-o mică bobină care se poate roti liber şi prin care trece un curent electric. O astfel de bobină are tendinţa de a se mişca într-un asemenea sens, încît cîmpul său magnetic să se opună celui al magnetului exterior. Prin urmare, atunci cînd ea se aşază paralel cu cîmpul exterior, energia ei este mare şi, atunci cînd se aşază în sensul opus, energia ei este joasă. Deci dacă cîmpul magnetic nu este uniform, ci mai puternic într-un punct şi mai slab în altul, o bobină în sensul cîmpului va suferi o forţă îndreptată spre cîmpul mai slab, în timp ce una contra cîmpului magnetic va fi atrasă spre locul unde cîmpul este mai intens.

Aceste consideraţii sînt valabile şi pentru atomi, ceea ce este exploatat în experienţa Stern şi Gerlach, al cărei principiu este schiţat în figura 48. Se evacuează cu grijă un tub, astfel încît practic să nu mai rămînă aer în el în afara unei mici cantităţi de gaz care poate scăpa din camera *C* prin nişte găuri foarte fine în ecranele *S*. Se menţine presiunea gazului atît de scăzută, încît — probabilitatea de ciocnire cu alţi atomi fiind foarte mică — fiecare atom să se mişte în linie dreaptă. În afara ecranelor nu vor ieşi deci decît atomii care vor nimeri pe linia ce uneşte cele două găuri şi se vor mişca pe

axa tubului de-a lungul liniei punctate din figură. Un asemenea fascicul îngust de atomi este cunoscut sub denumirea de fascicul atomic. Acest fascicul este trecut apoi printre polii unui magnet M, care au o asemenea formă încît cîmpul magnetic este mult mai intens în apropierea polului de sus (în muchie de cuțit) decît în apropierea polului de jos (plat). Rezultă că un atom al cărui electron se rotește în același sens cu curentul din electromagnet va fi atras spre cîmpul mai slab, adică în jos, iar un atom al cărui electron se rotește în sens opus va fi atras în sus. Dacă electronul se rotește în jurul unei axe orizontale, atomul nu va fi de loc deviat.

Se poate vedea că deviația atomului depinde tocmai de momentul cinetic în raport cu linia verticală. Luînd deci un atom în care electronul are un moment cinetic rezultant corespunzător lui $l = 1$, momentul cinetic în raport cu axa verticală poate fi 1,0, sau —1 unități, deci ne așteptăm ca unii atomi să fie deviați în sus, alții în jos, iar alții să nu sufere nici o deviație, producînd astfel cele trei linii punctate din figură. Atomii sînt interceptați pe placa P și experiența se continuă pînă cînd s-au acumulat suficient de mulți atomi pentru ca prezența lor să poată fi detectată vizual sau pe vreo altă cale. În cazul considerat ar trebui să găsim trei urme pe placă: una deasupra liniei centrale, una dedesubtul ei și alta în dreptul acestei linii. Pe de altă parte, dacă avem de-a face cu un atom pentru care $l = 0$, adică fără moment cinetic, acesta nu poate da naștere nici unui curent circular și deci nu va suferi nici o deviație. În acest caz ar trebui să obținem o singură urmă, în centru.

În unele cazuri, rezultatele sînt într-adevăr cele așteptate. De exemplu, în cazul heliului, care are doi electroni în starea $n = 1$ și de aceea $l = 0$, nu se obține nici o deviere, așa cum era de așteptat. Atomii de hidrogen însă, care de asemenea nu ar trebui să sufere deviație, produc în realitate două urme, și acestea corespund deviațiilor la care ar trebui să ne așteptăm pentru $m = 1$ și $m = -1$; nu se obține însă linia centrală.

Explicația fenomenului constă în faptul că, așa cum s-a mai menționat, electronul pare să fie capabil de a se roti în jurul propriei sale axe, în afară de mișcarea pe care o efectuează în jurul nucleului. Am văzut că, dacă momentul cinetic rezultant este $\sqrt{[l(l+1)]}$ unități, există $2l+1$ stări posibile, astfel încît pentru $l = 0,1,2,\ldots$ atomul are $1,3,5,\ldots$ stări posibile. Întrucît în cazul hidrogenului se obțin două fascicule,

rezultă că spinul are numai două stări posibile, iar acestea se obţin dacă luăm pe $l = \frac{1}{2}$. În acest caz, şi momentul cinetic în raport cu orice axă al electronului care se roteşte în jurul axei sale trebuie să fie sau $\frac{1}{2}$, sau $-\frac{1}{2}$. Dar, din punct de vedere magnetic, rotirea electronului în jurul propriei sale axe trebuie să aibă o eficienţă dublă faţă de cea a mişcării sale de revoluţie pe orbită, deoarece experienţa arată că, atunci cînd momentul cinetic în raport cu direcţia cîmpului este $\frac{1}{2}$, forţa este aceeaşi ca şi pentru o orbită cu $m = 1$.

Din punct de vedere istoric, primii care au emis ipoteza că electronul se roteşte în jurul propriei sale axe au fost Goudsmith şi Uhlenbeck, însă nu în baza experienţelor descrise, ci ca rezultat al unui studiu teoretic asupra efectului Zeeman, care constă în modificarea liniilor spectrale ale unui gaz atunci cînd i se aplică un cîmp magnetic intens. În esenţă, raţionamentele lor au fost similare cu cele schiţate aici, dar descrierea lor ar necesita cunoştinţe matematice mai vaste.

Astfel, atomul de hidrogen are totuşi un moment cinetic, datorit prezenţei spinului electronului, însă heliul nu are, deoarece, conform principiului de excluziune al lui Pauli, cei doi electroni ai săi, care au acelaşi n şi l, trebuie să aibă spinii de semn opus, deci momentele lor cinetice trebuie să se anuleze.

În continuare să considerăm cazul litiului. Cei doi electroni interiori vor avea şi aici spini opuşi; momentul cinetic total va depinde aici de care anume dintre cele patru orbite posibile cu $n = 2$ este ocupată de cel de-al treilea electron. În timp ce, în cazul hidrogenului, cele patru stări cu $n = 2$ au aceeaşi energie, pentru litiu sau orice alt element situaţia nu mai este aceeaşi. Explicaţia acestui fapt ne-o poate da figura 47. Comparînd figurile 47*b* şi 47*c*, se vede că în prima dintre ele unda este în cea mai mare parte concentrată lîngă centru, şi deci, în această stare, probabilitatea electronului de a se găsi în apropierea centrului este mare. Curba din figura 47*c* intersectează axa orizontală în centru, ceea ce înseamnă că amplitudinea undei şi deci pătratul ei este zero în acest centru. Aici tendinţa electronului este de a sta mai departe de centru. Am văzut în cap.1 că în mecanica clasică lucrurile stau într-adevăr aşa, în cazul unei particule cu moment cinetic, din cauza forţei

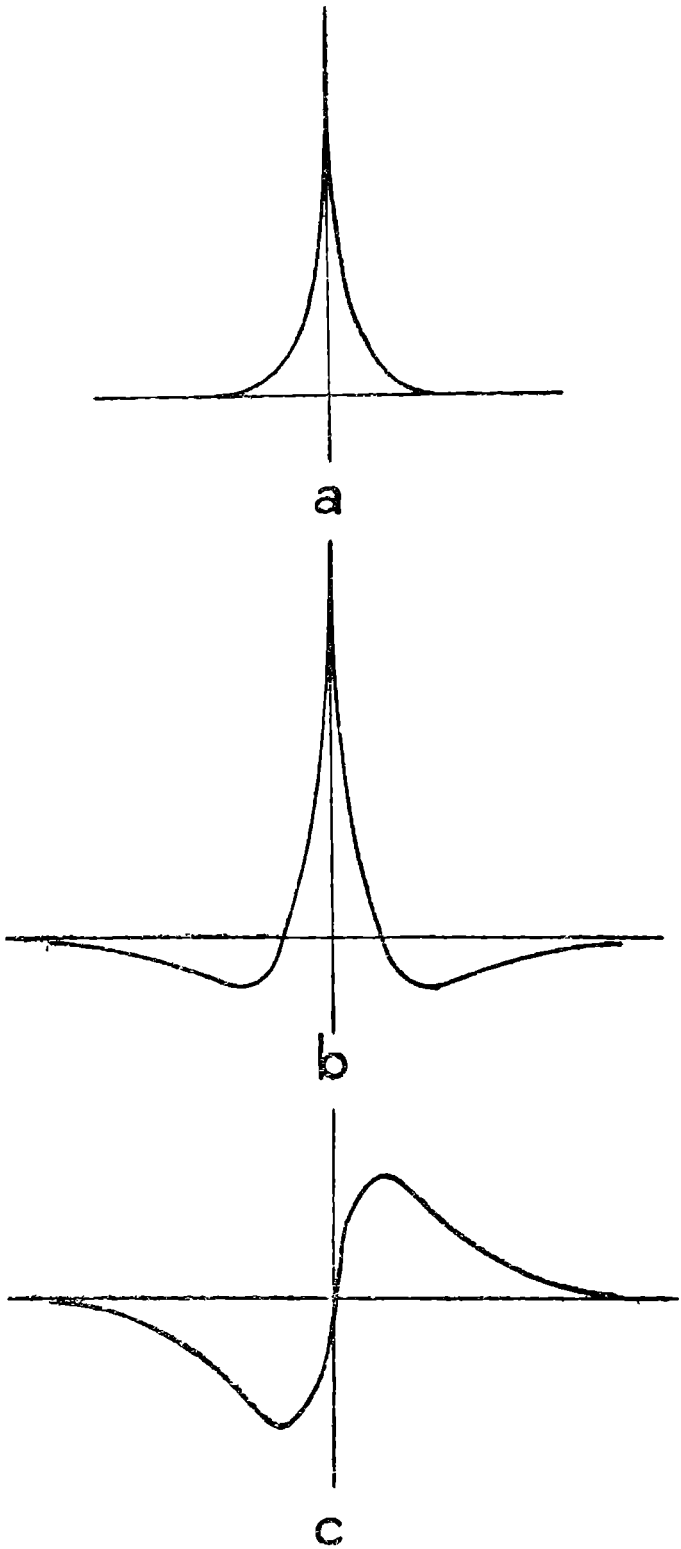

Fig. 47. Unde în atomul de hidrogen:
a) $n = 1, \quad l = 0$
b) $n = 2, \quad l = 0$ } secțiuni radiale
c) $n = 2, \quad l = 1$

centrifuge; vedem acum că așa stau lucrurile și în teoria cuantică. Or, în cazul atomului de litiu, forța de atracție exercitată asupra electronului este aici mult mai puternică în apropierea centrului decît în atomul de hidrogen, deoarece în apropierea centrului ecranarea datorită forței de respingere a celor doi electroni interiori este cel mai puțin eficace. Deci dacă cele două stări au exact aceeași energie în cazul hidrogenului, atunci însă cînd există și electroni interiori, prima stare, cu $l = 0$, va corespunde unei atracții mai mari și deci unei energii mai mici. Prin urmare ar trebui ca ultimul electron din litiu să se găsească în starea cu $l = 0$ și, întocmai ca la hidrogen, momentul său să fie pur și simplu egal cu spinul electronului. Un fascicul de atomi de litiu ar trebui deci să se despice în două în aparatul cu fascicul atomic (fig. 48), forța de deviere fiind exact aceeași ca în cazul hidrogenului; și, într-adevăr, aceasta se și constată experimental.

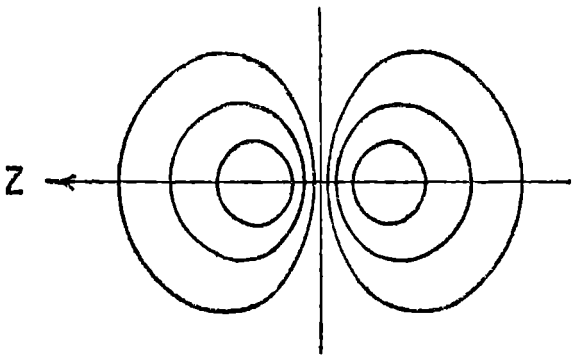

Fig. 47 d) $n = 2$, $1 = l$, hartă de nivel

Următorul atom, beriliul, mai are un al doilea electron în starea $n = 2$, $l = 0$. Pentru a nu contraveni principiului de excluziune, spinul său trebuie să fie opus celui al primului electron. Rezultă că momentul cinetic al atomului este zero și fasciculul nu ar trebui să se despice. Și acest rezultat este confirmat de experiență.

Ajungem acum la bor. Întrucît nivelele cu $n = 1$ și $n = 2$, $l = 0$, sînt ocupate, electronul trebuie să ocupe următorul nivel, cel cu $n = 2$, $l = 1$. Momentul cinetic al atomului va depinde acum de direcția spinului electronului față de orbita sa. Și aici găsirea celui mai favorabil aranjament este o problemă complicată, deoarece atît mișcarea de revoluție a electronului pe orbită, cît și mișcarea sa de rotație în jurul propriei sale axe produc cîmpuri magnetice. Dacă se calculează riguros interacțiunea, se obține rezultatul că starea de energie minimă, deci și starea normală a atomului, este aceea în care direcția spinului se apropie de o direcție paralelă cu direcția momentului cinetic orbital pe cît de mult îi permite

principiul de nedeterminare. Rezultă că momentele cinetice se scad şi, întrucît pentru o orbită poate exista un moment cinetic de maximum o unitate în raport cu oricare axă dată şi un spin egal cu $\frac{1}{2}$ unităţi, rezultă o valoare maximă a momentului cinetic total de $\frac{3}{2}$. Atomul de bor poate avea deci $(2 \times \frac{3}{2} + 1) = 4$ stări posibile momentului cinetic în raport cu o axă fiind $\frac{3}{2}, \frac{1}{2}, -\frac{1}{2}$ sau $\frac{3}{2}$. Un fascicul de electroni ar trebui deci să se despice în două în aparatul Stern-Gerlach, ceea ce se şi constată experimental. Se poate găsi de asemenea şi intensitatea forţelor deviatoare. În acest calcul apar unele complicaţii, deoarece din punct de vedere magnetic spinul este de două ori mai eficace decît momentul orbital, însă el poate fi efectuat şi rezultatul său este din nou confirmat de experienţă.

Urmează atomul de carbon. Aici avem doi electroni în starea $l = 1$. Calculele arată că şi aici ei se vor aranja astfel încît spinii lor să se adune; momentul orbital total maxim permis de principiul lui Pauli este egal cu unitatea. În starea normală a atomului de carbon, spinul total este orientat în sens opus momentului orbital total. Ca urmare, fasciculul de atomi de carbon nu va trebui să se despice. Acest fapt nu a fost însă verificat, deoarece vaporii de carbon nu se pot produce uşor în practică, dar nu există nici o îndoială că experienţele vor da cîndva rezultatul corect.

Putem continua astfel la atomul de fluor, în care, cu excepţia uneia singure, toate stările cu $n = 2$ sînt ocupate. În loc să calculăm în mod laborios situaţia fiecărui electron, este mai simplu să observăm că, dacă am mai adăuga un electron, toate locurile ar fi completate şi atunci momentele cinetice în oricare direcţie ar trebui să se anuleze reciproc, deoarece vor exista doi electroni cu $l = 1$, doi cu $l = 0$ şi doi cu $l = -1$, în timp ce trei dintre electroni vor avea, în raport cu aceeaşi axă, spinii egali cu $\frac{1}{2}$ şi trei cu $-\frac{1}{2}$. Prin urmare, întrucît adăugarea unui singur electron ar anula complet

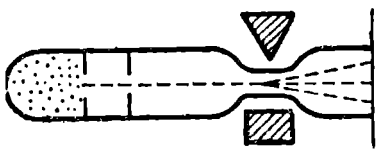

Fig. 48. Experienţa cu fasciculul atomic

momentul cinetic total, fluorul trebuie să aibă un moment cinetic egal şi opus cu cel al unui singur electron în starea $l = 1$. Cu alte cuvinte, se obţine acelaşi rezultat ca în cazul borului, cu excepţia că în stare normală momentele orbital şi de spin se adună. Momentul cinetic total al fluorului în stare normală este astfel egal cu $\frac{3}{2}$.

În gazul rar neon este ocupat şi ultimul loc în starea $n = 2$; atomul de neon nu are moment cinetic. În următorul atom, sodiul, ultimul electron trebuie să fie în starea cu $n = 3$, $l = 0$, ceea ce îi conferă caracteristici în totul asemănătoare cu cele ale litiului.

PĂTURI ELECTRONICE. MOLECULE IONICE

Vedem deci că, urmărind tabloul periodic al elementelor, diferitele nivele de energie se umplu în mod succesiv. Se

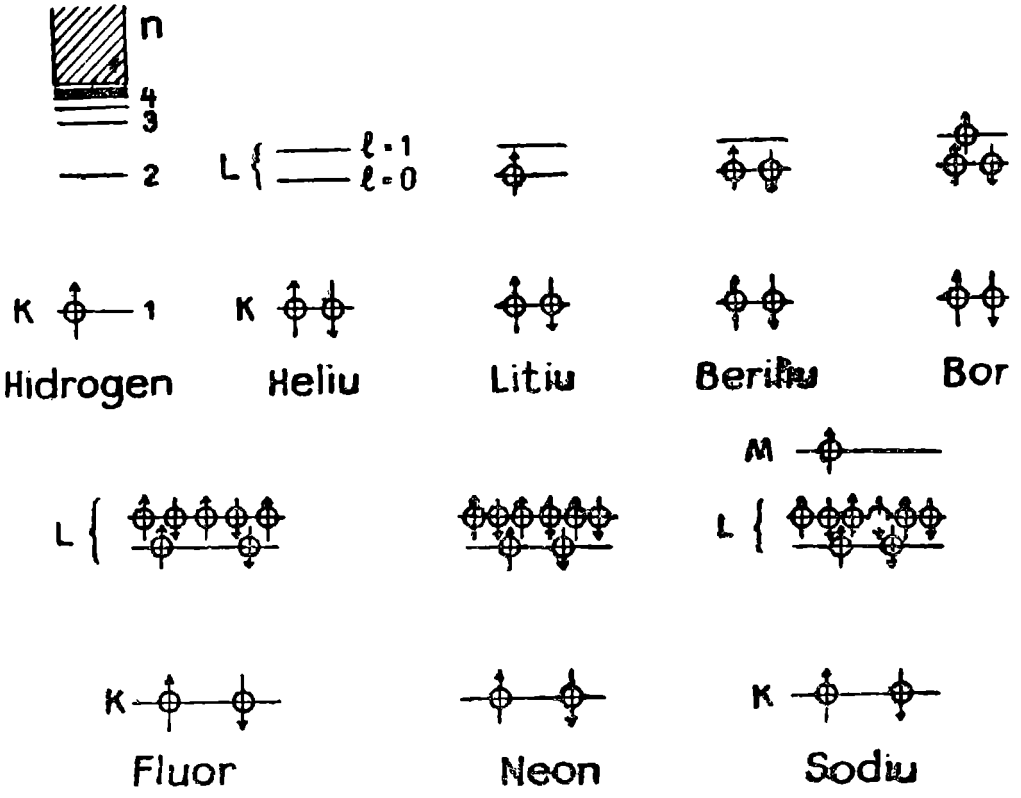

Fig. 49. Pături atomice

obişnuieşte ca stările cu numerele cuantice 1,2,3,... să fie denumite respectiv păturile $K, L, M, N, \ldots$

Figura 49 ilustrează modul în care se umplu în mod treptat aceste stări pe măsură ce se adaugă noi electroni. Ea pornește de la nivelele de energie ale hidrogenului, în cazul în care electronul ocupă nivelul cel mai de jos. Porțiunea hașurată de sus indică energii suficient de mari pentru a îndepărta electronul din atom; distanța dintre nivelul cel mai de jos și începutul regiunii hașurate reprezintă deci energia necesară pentru a ioniza hidrogenul.

Atragem atenția asupra faptului că diagramele următoare, corespunzînd altor atomi, nu sînt trasate la aceeași scară. Altfel ar fi trebuit ca fiecare diagramă să fie mai mare decît cea care o precedă și, de exemplu, în cazul sodiului, distanța dintre nivelul cel mai de jos și începutul ionizării ar trebui să fie de 100 de ori mai mare decît în cazul hidrogenului, iar distanța dintre ultimul electron și începutul suprafeței hașurate ar trebui să fie aproape la fel de mare ca întreaga figură pentru hidrogen.

Săgețile din simbolurile pentru electroni indică direcția spinului. Pentru un electron individual nu are importanță încotro e îndreptat spinul, însă, așa cum se vede în diagramă, electronii care se găsesc în aceeași stare de mișcare trebuie să aibă neapărat spinii opuși.

Trebuie să ne imaginăm în modul următor absorbția luminii de către atomi: dacă o cuantă de lumină a cărei energie este exact egală cu cea necesară pentru a obliga un electron să treacă pe un nivel energetic superior, atomul poate utiliza energia ei absorbind-o, iar cuanta dispare. Atomul se găsește atunci într-o „stare excitată", el va pierde excesul de energie fie prin emiterea unei alte cuante de lumină, fie — dacă în apropiere se găsesc alți atomi — prin repartizarea energiei între mai mulți atomi și convertirea, în cele din urmă, a acesteia în căldură.

Spectrele tuturor atomilor, adică culorile exacte ale luminii pe care aceștia o pot emite sau absorbi, formează un catalog foarte lung, rezultat al unor lucrări de spectroscopie efectuate cu mare precizie. Descrierea detaliată a acestui catalog iese din cadrul acestei cărți, dar este important de știut că el oferă ample dovezi în sprijinul legilor generale expuse aici. În practică nu este posibil să se calculeze din aceste legi poziția precisă a fiecărei linii spectrale a fiecărui element, deoarece, atunci cînd avem de-a face cu foarte mulți electroni, problema matematică devine de o complexitate extraordinară. Dar, în toate cazurile suficient de

simple pentru a ne permite rezolvarea ecuațiilor corespunzătoare și în toate cazurile în care din legile cuantice se pot obține unele reguli generale cu privire la natura spectrelor, datele experimentale sînt în concordanță cu teoria.

Aceleași concepte pot fi folosite pentru interpretarea comportării ionilor, adică a atomilor care au un electron în plus sau în minus. În particular, este știut că ultimul electron din sodiu nu este foarte strîns legat, deoarece, păturile K și L fiind completate, ultimul electron trebuie să se găsească pe nivelul N cu $n = 3$ și deci energia sa de legătură este de două ori mai mică decît cea a electronului precedent. Pe de altă parte, fluorul are un loc liber în pătura L, și deci, deși atomul este neutru din punct de vedere electric, este totuși posibil să-i mai adăugăm un electron, și acesta va fi legat cu o energie considerabilă.

Într-adevăr, dacă un atom de sodiu și atom de fluor se apropie suficient de mult unul de altul, ultimul electron al sodiului poate fi transferat atomului de fluor, astfel încît se formează un ion pozitiv de sodiu și un ion negativ de fluor, care se atrag reciproc. Ei vor sta deci laolaltă, formînd ceea ce chimiștii numesc o moleculă de fluorură de sodiu. La formarea unei asemenea molecule din doi atomi neutri se pune în libertate energie. Într-adevăr, deși s-a consumat energie la îndepărtarea unui electron din atomul de sodiu, ea s-a recuperat prin plasarea lui în atomul de fluor, iar prin atracția reciprocă dintre cei doi ioni s-a mai eliberat o cantitate suplimentară de energie. Este evident că același lucru se petrece dacă în locul sodiului avem orice alt atom alcalin, adică orice alt atom care conține un electron în afara unei pături închise. Așa se întîmplă cu oricare element din tabloul periodic care urmează după un gaz rar. Din lista scurtă pe care am considerat-o mai amănunțit, litiul constituie încă un exemplu. Un alt exemplu îl constituie potasiul, care apare mai departe în tabloul periodic după gazul nobil argon. Tot astfel putem înlocui fluorul prin orice alt element căruia îi lipsește un singur electron pentru a completa o pătură și care precede în tabloul periodic un gaz rar: de exemplu clorul, care precedă argonul. Astfel clorura de sodiu, cunoscută tuturor ca sarea de bucătărie, este un exemplu tipic al unor asemenea compuși.

Deoarece atomii elementelor de tipul sodiului pierd ușor un electron, transformîndu-se astfel în ioni pozitivi, ele sînt cunoscute sub denumirea de elemente electropozitive, în

timp ce elementele de tipul fluorului sînt cunoscute ca elemente electronegative. Hidrogenul joacă un rol dublu, putînd fi atît electropozitiv, cît şi electronegativ. El poate să piardă un electron, lăsînd liber nucleul de hidrogen (protonul) şi să formeze apoi compuşi cu elemente electronegative, cum ar fi clorul. Asemenea compuşi au o tendinţă marcată de a-şi înlocui hidrogenul printr-un element mai electropozitiv, deoarece este necesară o energie mult mai mare pentru a îndepărta electronul hidrogenului decît, de exemplu, cel al litiului sau al sodiului. Combinaţia între hidrogen şi clor este cunoscută sub denumirea de acid clorhidric, şi corozivitatea acestuia poate fi înţeleasă dacă ţinem seama de faptul că, de exemplu, clorura de sodiu şi hidrogenul neutru au laolaltă o energie mai mică decît acidul clorhidric şi sodiul neutru. Pe de altă parte, hidrogenul este de asemenea capabil de a accepta încă un electron, completîndu-şi astfel pătura *K*, şi aceasta duce la formarea unor compuşi de tipul hidrurii de litiu, care constă din combinarea unui ion negativ de hidrogen şi a unui ion pozitiv de litiu.

În felul acesta, legile cuantice ale atomului explică şi unele dintre procesele prin care atomii se combină între ei pentru a forma molecule şi deci prin care elementele pot forma compuşi. Astfel unele legi ale chimiei apar ca consecinţe ale legilor cuantice.

ALTE TIPURI DE MOLECULE

Totuşi nu toţi compuşii pot fi explicaţi în felul acesta. Compuşii în care fiecare moleculă conţine unul sau mai mulţi ioni pozitivi şi unul sau mai mulţi ioni negativi, menţinuţi laolaltă prin forţe electrice, sînt cunoscuţi sub denumirea de compuşi ionici. Considerînd un alt tip de molecule, cel mai simplu exemplu îl constituie molecula de hidrogen, care conţine doi atomi de hidrogen, Aşa cum s-a mai menţionat în alt capitol, hidrogenul natural nu conţine atomi izolaţi, ci atomi legaţi laolaltă în perechi pentru a forma molecule. Acestea nu constau din ioni; într-adevăr, nu ar fi plauzibil ca, din cei doi atomi de hidrogen ai unei molecule, unul să fie încărcat pozitiv, iar celălalt negativ. Cum sînt atunci ţinuţi laolaltă atomii dintr-o moleculă de hidrogen? Pentru a înţelege aceasta să considerăm doi atomi de hidrogen care se apropie încet unul de celălalt, aşa cum se arată schematic în figura 50. În figura 50*a* atomii sînt încă bine separaţi;

punctele indică nucleele (protonii), iar cercurile indică domeniul ocupat de unda electronică în jurul protonului. De fapt, această undă electrică nu are o margine precis delimitată, ci scade treptat, dar pentru scopul nostru reprezentarea aceasta este suficient de bună. Deoarece fiecare dintre cei doi atomi este neutru din punct de vedere electric, ei nu produc nici un cîmp electric exterior, și în acest stadiu nu există între atomi nici un fel de forțe atractive sau repulsive. În figura 50*b* atomii încep să se atingă și în figura 50*c* ei se suprapun.

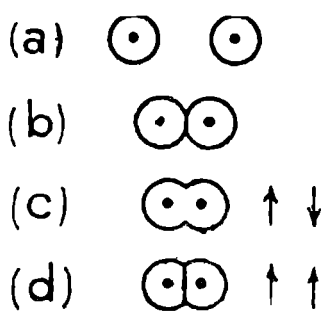

Fig. 50. Molecula de hidrogen

Am văzut în capitolul precedent că energia stării fundamentale a atomului de hidrogen reprezintă o interacțiune între energia potențială negativă (de atracție) și energia cinetică pozitivă. Dacă unda electromagnetică ar fi mai extinsă, ea ar cuprinde regiuni de atracție mai slabă și energia de atracție ar fi astfel mai mică; dacă ea ar fi mai puțin extinsă, energia potențială negativă ar fi mai puternică, însă unda ar trebui atunci să conțină lungimi de undă mai mici, deci viteze mai mari și o energie cinetică mai mare. În cazul poziției *c* însă, regiunea de potențial puternic atractiv este mai mare și fiecare electron se poate extinde mai mult, putînd avea, în aceeași forță de atracție, o lungime de undă mai mare (o energie cinetică mai mică). Cazul *c* ar permite deci să se atingă o energie mai mică.

Totuși nu trebuie să uităm de principiul de excluziune al lui Pauli, ale cărui efecte sînt cu totul diferite după cum electronii au spinii paraleli sau opuși. Să considerăm mai întîi spinii opuși. În acest caz, principiul lui Pauli nu interzice celor doi electroni să se miște în aceeași undă sau în unde foarte asemănătoare și deci ambii pot utiliza regiunea de atracție indicată în figura 40. Conchidem deci că în această situație energia electronilor este mai mică în cazul *c* decît în cazul *a*, cu alte cuvinte că energia celor doi atomi de hidrogen este mult mai mică atunci cînd aceștia sînt foarte apropiați unul de altul decît atunci cînd sînt mai depărtați. Deci atomii se atrag reciproc.

Să vedem însă ce se întîmplă atunci cînd spinii sînt paraleli. În acest caz, conform principiului lui Pauli, electronii nu se pot mișca în aceeași undă și numai unul dintre ei poate

fi în unda care ocupă complet regiunea de atracţie din figura 50*c*. Cu alte cuvinte, putem spune că în acest caz trebuie să împărţim regiunea în două părţi, fiecare dintre ele aparţinînd unuia din cei doi electroni. Această situaţie este indicată în figura 50*d*, unde regiunea de atracţie a fost împărţită în două. Este evident acum că, în limitele regiunii cu potenţial puternic atractiv, fiecare electron are mai puţin spaţiu disponibil decît într-un atom izolat. În acest caz energia trebuie să fie mai mare decît atunci cînd atomii sînt separaţi. Vedem astfel că doi atomi de hidrogen se vor atrage atunci cînd spinii lor sînt de semne opuse şi se vor respinge atunci cînd spinii lor sînt paraleli.

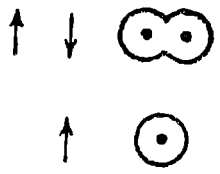

Fig. 51. De ce nu pot intra mai mult de doi atomi de hidrogen într-o moleculă

Aceasta explică de ce atracţia este puternică numai între doi atomi de hidrogen. Nu putem forma o moleculă de hidrogen care să conţină trei atomi, deoarece nu există decît două direcţii posibile ale spinului. Într-adevăr, să presupunem că am porni, ca în figura 51, cu o moleculă normală de hidrogen, în care am văzut că cei doi spini trebuie să fie opuşi. Dacă se apropie încă un atom de hidrogen, spinul electronului acestuia fiind în mod necesar paralel cu al unuia sau al altuia dintre electronii din moleculă, spaţiul ocupat de aceştia este interzis celui de-al treilea electron conform principiului lui Pauli.

Această descriere se adaptează perfect conceptului de valenţă chimică, care a fost introdus pentru a descrie comportarea chimică a atomilor. Conform acestui concept, fiecare atom are un anumit număr de valenţe (sau legături) posibile şi putem descrie compuşii posibili reunind cîte o asemenea legătură din fiecare atom cu cea a altui atom. Regula poate fi descrisă ca şi cum fiecare atom ar avea un număr de „sfori" care atîrnă de el, iar molecula s-ar forma prin legarea acestor sfori pentru a ţine atomii laolaltă. O moleculă stabilă ar fi atunci cea în care nu ar mai rămîne asemenea „sfori" libere. Chimiştii scriu formule în care aceste valenţe sau legături sînt indicate prin linii, iar o formulă corectă trebuie să conţină numărul corect de linii ce pornesc din fiecare simbol. Hidrogenul are o singură asemenea legătură şi simbolul pentru molecula de hidrogen este H — H. Conform regulii menţionate, aceasta reprezintă o moleculă completă, fără legături libere, şi deci nu ar trebui să fie activă din punct

de vedere chimic. Această concluzie este în concordanță atît cu comportarea chimică a hidrogenului, cît și cu concluziile la care ne-a dus teoria cuantică.

Un caz mai interesant îl constituie compușii carbonului, al cărui simbol chimic este C și care are patru asemenea legături, atomul de carbon avînd patru electroni în pătura L. Aceștia se pot mișca în patru stări diferite (caracterizate de exemplu respectiv prin $l = 0$; $l = 1$, $m = 1$; $l = 1$, $m = 0$; $l = 1$, $m = -1$; toți spinii lor pot să aibă orice sens, fără a viola principiul lui Pauli. Fiecare dintre acești electroni poate deci să pună în comun o parte din „spațiul său vital" cu acela al unui alt atom din apropiere, cu condiția ca sensul spinilor să fie ajustat în mod adecvat. În figura 52 este reprezentat simbolul chimic al metanului, un gaz întîlnit frecvent în minele de cărbuni și în puțurile de petrol, care se găsește de asemenea și în gazele de ardere uzuale. S-au desenat patru legături care pornesc de la atomul de carbon, fiecare fiind atașată legăturii unui atom de hidrogen, astfel încît nu rămîne nici o legătură liberă.

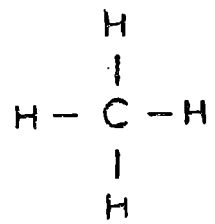

Fig. 52. Simbolul chimic al metanului

Asemenea compuși care conțin carbon și hidrogen sînt de o deosebită importanță în chimia organică. Denumirea de „organică" arată că acest tip de compuși se găsesc într-o mare varietate atît în compoziția organismelor vii, cît și în substanțele ce intră în alimentația și excreția acestora. Nu este prea exagerat să afirmăm că compușii ionici pe care i-am discutat mai înainte constituie esențialmente baza chimiei anorganice, iar cei bazați pe punerea în comun a unei părți din cîmpul atractiv al electronilor constituie baza chimiei organice.

Devine de asemenea evidentă explicația faptului că gazele nobile, ca heliul, sînt cu totul inactive din punct de vedere chimic. Un atom de heliu nu poate pierde ușor un electron, deoarece acesta ar trebui să fie îndepărtat de pe pătura K, aflată foarte jos; însă nici nu poate accepta un electron suplimentar, deoarece acesta ar trebui să se situeze pe pătura L, pe care nu mai există practic nici o forță de atracție, cei doi electroni K care înconjură îndeaproape nucleul neutralizînd aproape complet cîmpul de atracție al acestuia. Prin urmare, heliul nu poate forma compuși ionici; el nu poate însă nici să împartă cîmpul său de atracție cu electronii vre-

unui alt atom, deoarece în el există deja doi electroni cu spini de semne opuse şi care utilizează deja cîmpul de atracţie în măsura permisă de principiul lui Pauli. În cazul a doi atomi de heliu (sau a oricăror doi atomi de gaz nobil) vom întîlni totdeauna forţe de repulsie cînd aceştia se apropie foarte mult unul de altul, deoarece, dacă am face ca atomii să se suprapună, am reduce de fapt spaţiul disponibil pentru fiecare electron şi deci am forţa electronii să ocupe stări cu lungimi de undă mai mică (adică cu energie cinetică mai mare). Acelaşi lucru se aplică cazului ionilor de tipul sodiului sau al fluorului. Un ion pozitiv de sodiu şi un ion negativ de fluor au electronii în aceeaşi stare ca şi doi atomi de neon. Atunci cînd sînt suficient de depărtaţi pentru ca undele lor electronice să nu se suprapună, singura forţă dintre ei este atracţia între sarcina electrică negativă şi cea pozitivă; dar atunci cînd ei se apropie atît de mult încît undele lor electronice se suprapun, forţa de atracţie este contracarată de o forţă de respingere de tipul celei ce acţionează între doi atomi de neon.

SOLIDE, METALE, LICHIDE

Aceste consideraţii ne conduc deci în mod natural la înţelegerea cel puţin a uneia dintre formele tipice de materie solidă. Să considerăm sarea de bucătărie (clorura de sodiu), care, aşa cum am văzut, este constituită din ioni pozitivi de sodiu şi ioni negativi de clor. Din studiile de difracţie a radiaţiilor se constată că aceştia trebuie să formeze o reţea regulată de ioni, ca în figura 53. Elementul de bază a acesteia este un cub ca cel schiţat în figură, avînd un ion în fiecare colţ, în aşa fel ca oricare doi ioni vecini să aibă semne opuse. Acest cub se repetă în mod regulat la infinit. Este, într-adevăr, un aranjament foarte favorabil, deoarece fiecare ion negativ este astfel înconjurat de şase ioni pozitivi şi viceversa: fiecare ion se află într-un cîmp de atracţie. Dacă am lua în consideraţie numai atracţia electrică, întreaga structură ar trebui să se năruie imediat, deoarece forţa de atracţie tinde să apropie fiecare ion din ce în ce mai mult de vecinii săi. Această atracţie încetează însă cînd atomii încep să-şi suprapună cîmpurile, deoarece atunci începe să joace rol respingerea dintre păturile complete. Clorura de sodiu va fi în stare normală atunci cînd

ionii se află la o asemenea distanţă unul de altul, încît undele electronice să fie la limita suprapunerii. Pentru a o comprima mai departe ar trebui să învingem forţele de respingere datorite suprapunerii; pentru a o dilata ar trebui să învingem atracţia electrică dintre ioni. Din datele de care dispunem cu privire la dimensiunile undei electronice din

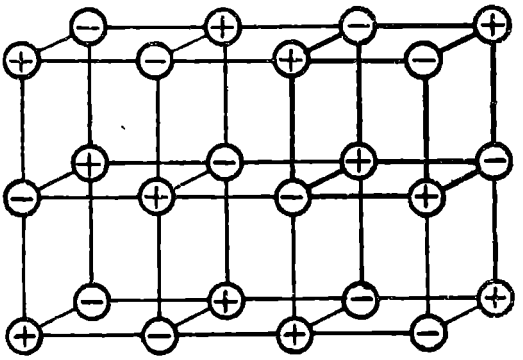

Fig. 53. Structura clorurii de sodiu (sarea de bucătărie)

fiecare atom, putem afla care este distanţa dintre ioni şi, de aici, volumul unei cantităţi date de clorură de sodiu; acest rezultat se dovedeşte a fi şi el corect. Putem compara de asemenea energia structurii din figura 53 cu aceea care ar corespunde unui aranjament mai complicat al ionilor. În toate cazurile pentru care s-a efectuat această comparaţie s-a constatat că structura din figura 53 corespunde energiei minime posibile şi că deci ea trebuie să fie cea existentă efectiv în natură.

Totuşi, acesta nu este unicul tip de materie solidă. Un alt tip existent este cel datorit legăturilor sau valenţelor chimice pe care le-am discutat în legătură cu figurile 50—52, un exemplu constituindu-l diamantul, care este carbon pur. Aici atomii de carbon sînt aranjaţi într-o structură regulată şi fiecare dintre ei îşi împarte cele patru legături cu cîte unul din vecinii săi.

Încă o formă interesantă de materie solidă se întîlneşte la metale, de exemplu la sodiu, aluminiu, cupru, argint etc. Toate aceste elemente sînt electropozitive, adică atomii lor pierd destul de uşor unul sau mai mulţi electroni. Electronii nu mai sînt deci legaţi de un anumit atom, ci sînt liberi să se mişte în întreaga bucată de metal, oricît ar fi aceasta de mare. Rezultatul net este că şi aici electronii pot pune în comun spaţiul disponibil. Atunci cînd se efectuează complet

calculele bazate pe considerații cuantice, rezultă o atracție care ține strîns laolaltă toți atomii dintr-o bucată de metal.

La efectuarea calculelor trebuie din nou să se țină seama de principiul de excluziune. Rolul acestuia poate fi explicat simplificînd foarte mult problema. Vom ignora forțele care acționează asupra electronilor atunci cînd aceștia, mișcîndu-se prin metal, trec în apropierea diverșilor atomi (care constau acum numai din nuclee și păturile lor completate de electroni); astfel vom considera că electronii se mișcă liber într-o cutie mare. Fiecare electron va fi reprezentat atunci printr-o undă de o asemenea lungime, încît în cutie să încapă exact un număr întreg de unde sau un număr întreg plus o jumătate. Și aici există o stare de minimă energie, corespunzătoare unui electron a cărui lungime de undă este egală cu dublul dimensiunilor cutiei; conform principiului de excluziune, în această stare nu pot exista decît doi electroni. Următoarea stare este cea cu lungimea de undă egală cu lungimea cutiei, și în ea pot exista de asemenea doi electroni etc. Pentru a găsi starea de mișcare a tuturor electronilor trebuie să completăm toate aceste stări pînă cînd vor fi plasați cu toții. Rezultă că electronii cei mai rapizi ce pot fi conținuți în metal au o lungime de undă aproximativ egală cu distanța dintre doi atomi învecinați.

Fermi și Dirac au fost primii care au atras atenția că, chiar într-un volum de mărimea unei bucăți macroscopice de metal și chiar pentru un număr foarte mare de electroni, trebuie să ținem seama de principiul de excluziune, iar legile statistice care guvernează comportarea unui număr mare de particule ce se supun principiului de excluziune formează așa-numita statistică Fermi-Dirac.

La prima vedere pare surprinzător ca un asemenea principiu să fie aplicabil acestui caz. Am putea aplica raționamentul nostru unui fir metalic de cîțiva centimetri. Este greu de imaginat că unui electron de la un capăt al firului i-ar fi interzis să aibă aceeași viteză ca un electron de la celălalt capăt (afară de cazul că au spinii opuși), deoarece pare neverosimil ca doi electroni atît de depărtați unul de altul să se poată influența reciproc într-un mod oarecare. Acest paradox se rezolvă dacă ne amintim de principiul de nedeterminare. Cunoașterea poziției unui electron, chiar numai atît încît să știm în care jumătate din bucata de metal îl putem găsi, implică în mod necesar o oarecare imprecizie asupra vitezei sale. Se poate demonstra că această nedeter-

minare este suficientă pentru a ne împiedica să știm dacă electronul se află într-una anume din undele care se adaptează cutiei sau în următoarea. Nu se va putea deci pune niciodată în evidență, în acest caz, o violare a principiului de excluziune. De fapt, în loc să spunem că vitezele ambilor electroni sînt bine precizate și că ele trebuie să fie diferite, am putea la fel de bine să specificăm mișcarea electronilor indicînd vitezele lor aproximative, precum și unele informații vagi privind poziția fiecăruia. Precizia acestor afirmații trebuie aleasă astfel, încît principiul de incertitudine să fie satisfăcut. În acest caz putem spune că, dacă electronii sînt în locuri diferite, principiul de excluziune nu impune nici o restricție asupra vitezelor lor. Numai dacă ei trebuie să fie în același loc (în limitele preciziei cu care am determinat pozițiile lor) vitezele lor trebuie să fie sensibil diferite.

Faptul că electronii dintr-un metal se supun principiului de excluziune, sau statisticii Fermi-Dirac, a înlăturat unul dintre principalele obstacole ce stăteau în calea înțelegerii comportării metalelor. Deoarece conductibilitatea electrică a metalelor este foarte mare, se trăsese de multă vreme concluzia că metalele trebuie să conțină un mare număr de electroni care se pot mișca destul de liber. Pe de altă parte, am văzut în cap. 5 că, dacă încălzim un recipient care conține un mare număr de particule, energia ar trebui să crească cu $\frac{3}{2}\,kT$ per particulă; aici k este constanta lui Boltzmann, iar T temperatura absolută. Dacă numărul electronilor dintr-un metal este comparabil cu numărul atomilor, așa cum stau lucrurile în realitate, contribuția electronilor la căldura specifică a metalului ar trebui să fie foarte mare. Căldura specifică a metalelor este însă foarte apropiată de cea a solidelor nemetalice și poate fi explicată numai prin mișcarea atomilor.

Aceeași dificultate a fost întîlnită în cap. 5, referitor la electronii din interiorul oricărui atom, însă acum știm că asemenea electroni sînt limitați la nivele de energie bine definite și că la temperatura ordinară distanța dintre asemenea nivele este cu mult mai mare decît kT. Rezultă că atomul, pur și simplu, nu poate accepta cantitatea de energie pe care ar trebui s-o aibă conform teoriei cinetice bazate pe mecanica clasică. În cazul metalelor, situația este diferită, deoarece aici avem de-a face cu o „cutie" foarte mare și

nivelele succesive ale unui electron într-o asemenea cutie sînt foarte apropiate între ele. Totuşi, electronii umplu complet aceste nivele de energie pînă la o înălţime destul de mare. În figura 54 liniile pline indică nivelele ocupate, iar liniile punctate nivelele vacante. Dacă se încălzeşte metalul, fiecare electron are şanse mari de a dobîndi o energie suplimentară kT, dar numai cîţiva vor putea să se folosească de aceasta. Un electron situat în apropierea limitei superioare a nivelelor ocupate, de exemplu în starea notată A, poate trece într-o stare B dacă distanţa dintre cele două stări este de aproximativ kT. Dar, de exemplu, electronul în starea C nu poate fi ridicat pe un nivel superior atunci cînd primeşte aceeaşi cantitate de energie suplimentară, deoarece în felul acesta el ar trebui să ajungă pe un nivel deja ocupat; pentru ca acest electron să poată fi ridicat pe un nivel energetic superior, ar fi necesară o cantitate de energie mult mai mare. Din aceste consideraţii rezultă că numai o foarte mică fracţiune de electroni, anume cei situaţi pînă la o distanţă egală cu kT faţă de limita superioară a nivelelor ocupate, poate contribui la căldura specifică; în general, numărul acestor electroni este prea mic pentru a fi luat în consideraţie. Totuşi, în condiţii deosebit de favorabile, această căldură specifică electronică poate fi pusă în evidenţă.

Am descris numai unul dintre numeroasele exemple pe care le oferă teoria cuantică a metalelor. Aceasta constituie azi un domeniu vast şi interesant în care teoria cuantică a reuşit să ordoneze o serie de fapte experimentale între care în aparenţă nu exista nici o legătură. Acest domeniu cuprinde însă şi una dintre cele mai importante probleme nerezolvate în legătură cu fenomenul supraconductibilităţii. S-a constatat că atunci cînd sînt răcite sub o anumită temperatură, care e de obicei doar cu cîteva grade deasupra lui zero absolut, unele metale îşi pierd brusc şi în mod spectaculos rezistenţa electrică. O dată răcite sub această temperatură, comportarea lor este anormală şi în alte privinţe. Acesta este unul dintre puţinele fenomene legate de comportarea corpului solid, pentru care nu s-a găsit o explicaţie pe deplin satisfăcătoare, deşi în ultimii ani s-au emis unele ipoteze ce par să conţină cel puţin un sîmbure de adevăr. Este însă foarte probabil că nu avem de-a face aici cu un eşec al legilor teoriei cuantice, ci mai degrabă această problemă — care implică neapărat prezenţa unui mare număr de atomi şi electroni şi depinde puternic de interacţiile lor mutuale — este

atît de complicată, încît nu sîntem încă suficient de ingenioşi pentru a o aborda aşa cum trebuie.

O altă problemă interesantă în legătură cu corpurile solide este cea a căldurii lor specifice la temperaturi joase. După cum am văzut în cap. 5, căldura specifică a celor mai multe corpuri solide la temperatura camerei sau la temperaturi mai ridicate este de 3 k per atom, aşa cum cere legea Dubong şi Petit. Dar pe măsură ce corpurile acestea sînt răcite la temperaturi mai scăzute, căldura lor specifică scade şi se apropie de zero atunci cînd temperatura tinde spre zero absolut. În figura 55 este arătată comportarea caracteristică a căldurii specifice a unui solid. Şi această comportare poate fi acum înţeleasă.

Aşa cum am arătat în cap. 5, căldura specifică este o consecinţă a faptului că atomii pot vibra în jurul poziţiilor lor de echilibru. Fiecare atom ocupă o anumită poziţie în reţeaua regulată, iar forţa atomilor învecinaţi tinde să-l menţină acolo, astfel încît, atunci cînd atomii sînt perturbaţi, ei vor oscila în jurul acestei poziţii. Dacă studiem această problemă în lumina mecanicii cuantice, avem o situaţie ca cea reprezentată în figura 40 şi ne vom aştepta din nou să întîlnim nivele de energie bine precizate. În timp ce teoria cinetică cere ca atomul să vibreze cu o energie egală în medie cu kT, energia minimă pe care el poate de fapt s-o accepte este aceea care l-ar aduce pe primul nivel de energie excitat. Dacă aceasta este mult mai mare decît kT, cum este cazul la temperaturi joase, probabilitatea ca el să dobîndească atît de multă energie devine foarte mică.

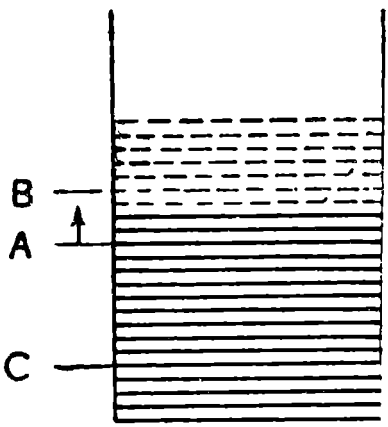

Fig. 54. Mulţi electroni într-o cutie. Statistica Fermi

Situaţia este asemănătoare radiaţiei corpului negru, care a fost discutată mai amănunţit; din motivele pe care le-am expus acolo, energia termică este mult mai mică decît cea prevăzută de mecanica clasică. Explicaţia simplă a căldurii specifice a solidelor se datoreşte lui Einstein. Tabloul prezentat de noi este mult simplificat, deoarece în raţionamentele pe care le-am făcut am considerat că fiecare atom se mişcă independent de vecinii săi. Într-o tratare completă trebuie să ţinem seama şi de mişcarea tuturor atomilor învecinaţi,

Descrierea mai completă, elaborată pentru prima oară de către Debye, explică foarte bine toate faptele cunoscute.

Pînă acum am vorbit numai despre gaze și despre solide, nu și despre starea lichidă. În linii mari, explicația topirii a fost deja dată în cap. 5, iar mecanica cuantică nu modifică cu mult tabloul prezentat acolo. Tratarea matematică a comportării lichidelor este mult mai dificilă decît cea a gazelor

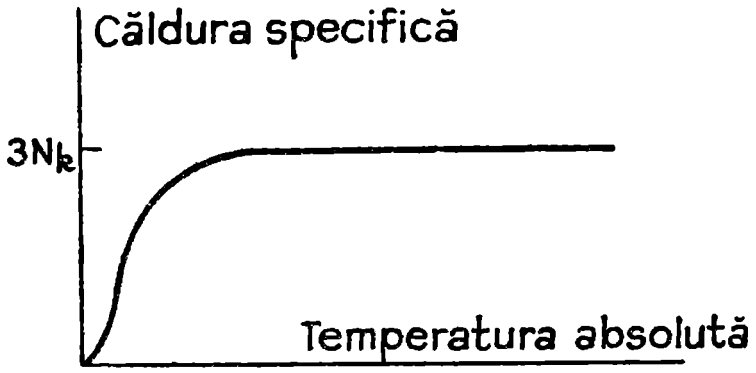

Fig. 55. Căldura specifică a unui corp solid

sau a solidelor. Problema gazelor este simplificată de faptul că moleculele se mișcă în cea mai mare parte din timp independent una de alta și se ciocnesc doar ocazional. Cea a solidelor este simplificată de faptul că fiecare dintre atomi nu se poate mișca departe de poziția sa corespunzătoare structurii regulate (rețelei). În cazul lichidelor nu se poate aplica nici una dintre aceste simplificări, ci trebuie tratată mișcarea complicată a unui număr foarte mare de atomi, care se lovesc continuu unii de alții. De aceea descrierea stării lichide este mai puțin completă decît cea a gazelor sau a solidelor.

Între lichide, un caz cu totul excepțional îl constituie heliul lichid. În descrierea pe care am dat-o în cap. 5, topirea (adică distrugerea structurii regulate a solidului) a fost atribuită agitației termice a atomilor; heliul însă rămîne în stare lichidă pînă la zero absolut și nu se solidifică decît sub o presiune foarte mare.[1]

[1] În prezent, datorită unor cercetări recente ale fizicianului sovietic L.D. Landau (Premiul Nobel pe anul 1961), s-a elucidat comportarea neobișnuită a heliului. Astfel, s-a constatat că există două feluri de heliu, heliu I și heliu II; ultimul prezintă fenomenul de *suprafluiditate*, adică se comportă ca un lichid ideal (în care nu există frecare), ceea ce explică proprietățile sale neobișnuite.

De asemenea, s-a descoperit recent (noiembrie 1962) că heliul nu este un element inert, ci se combină chimic. — *N.R.*

Ne vom limita la aceste exemple pentru a ilustra modul în care mecanica cuantică a îndepărtat dificultăţile şi ambiguităţile dinaintea apariţiei ei în încercările de a înţelege structura materiei. Legile pe care le-am descris pînă aici s-au dovedit aplicabile comportării atomilor în aproape toate situaţiile care pot fi întîlnite în viaţa de toate zilele sau în laborator, dînd rezultate în bună concordanţă cu experienţa. În acelaşi timp, fizicianul experimentator le poate folosi pentru a elabora sau a perfecţiona dispozitive în care proprietăţile materiei sau ale atomilor sînt folosite în scopuri practice sau pentru noi măsurători.

TRECEREA PRINTR-O BARIERĂ DE POTENŢIAL

În încheierea acestui capitol vom discuta încă o aplicaţie, nu ca un scop în sine, ci pentru că ne va ajuta să înţelegem un anumit rezultat al mecanicii cuantice care va juca un rol important în capitolele ce urmează.

Să ne întoarcem pentru moment la cazul unei particule care se mişcă sub acţiunea unei forţe de atracţie, ca în problema ilustrată în figura 40*a* (pentru un caz tipic am reprezentat unda electronică în fig. 41*c*). În legătură cu aceasta am mai arătat că, în cazul mişcării cu o energie E, în mecanica clasică particula ar trebui să se limiteze între punctele A şi B, deoarece în afara acestor puncte energia potenţială ar întrece-o pe cea totală, astfel încît energia cinetică a particulei ar trebui să fie negativă. Într-adevăr, la dreapta lui B şi la stînga lui A amplitudinea undei scade foarte rapid şi, ţinînd seama de semnificaţia undei ca măsură a probabilităţii, rezultă că particula are şanse foarte mici de a se găsi mult dincolo de A sau B. Totuşi trebuie notat că există o mică probabilitate ca ea să ajungă acolo, adică să pătrundă într-o regiune pentru care, în vechea mecanică, energia sa ar fi insuficientă. Oare acest fapt trebuie interpretat în sensul că legea conservării energiei nu este valabilă în mecanica ondulatorie? Sau în sensul că energia cinetică a unei particule poate fi într-adevăr negativă?

Răspunsul la acest paradox ni-l dă şi aici principiul de nedeterminare. Nu putem aplica nici unei situaţii reale legea conservării energiei măsurînd cu precizie energia cinetică şi cea potenţială şi adunîndu-le, deoarece pentru

prima trebuie să cunoaştem viteza şi pentru cea de-a doua poziţia particulei; or, principiul de nedeterminare arată că nu putem cunoaşte cu precizie ambele mărimi. Dacă am încerca să prindem particula în regiunea de la dreapta lui B, care în mecanica clasică era „interzisă", ar trebui să-i determinăm poziţia cu o bună precizie (deoarece ea nu poate ajunge cu mult dincolo de B), iar aceasta ar necesita o metodă de măsurare care ar modifica suficient de mult energia particulei, astfel încît, atunci cînd am găsit particula, nu mai putem fi siguri că energia sa este într-adevăr mai mică decît energia potenţială în punctul în care a fost ea observată.

În condiţiile din figura 40*a*, problema este deci întrucîtva academică, dar ea capătă un aspect cu mult mai practic atunci cînd energia potenţială întrece energia totală a particulei numai pe o distanţă mică şi apoi descreşte iarăşi. Această situaţie este ilustrată în figura 56. Aici există o anumită regiune de respingere a particulei, adică o barieră de potenţial prin care particula nu ar putea trece, conform mecanicii clasice, dacă energia sa ar fi mai mică decît înălţimea barierei (de exemplu dacă energia sa ar fi dată de linia punctată din figură). Conform mecanicii cuantice, există totuşi o mică probabilitate ca particula să străbată bariera. O dată ajunsă acolo, ea îşi poate continua drumul.

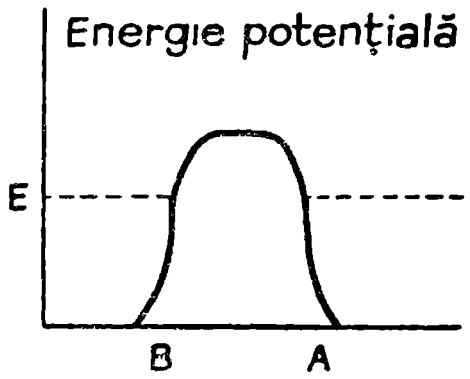

Fig. 56. Barieră de potenţial

În figura 57 se vede o undă care soseşte din partea stîngă a barierei. Ca şi în cazurile precedente, există şi aici un punct B în care energia potenţială şi energia totală sînt egale şi unde curbura undei se inversează. Unda descreşte astfel rapid, întocmai cum descreşte la dreapta lui B în figura 41*c*,

dar aceasta se continuă numai pînă ce se atinge punctul *A*, în care energia potenţială este din nou mai mică decît energia totală. De aici înainte este din nou posibilă existenţa unei unde oscilante, deşi aceasta este cu mult mai slabă decît cea din stînga. Astfel se vede că particula are o mică

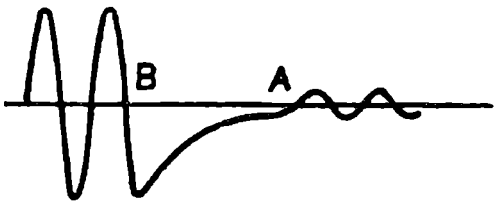

Fig. 57. Undă în bariera de potenţial din fig. 56

probabilitate de a trece prin bariera de potenţial.

Probabilitatea aceasta descreşte foarte rapid cu înălţimea şi cu lărgimea barierei de potenţial. Ea este apreciabilă numai atunci cînd lărgimea barierei, adică distanţa dintre *B* şi *A*, nu este cu mult mai mare decît lungimea de undă a unei particule a cărei energie cinetică este egală tocmai cu înălţimea barierei, deasupra liniei punctate din figura 56. Dacă lărgimea barierei, adică distanţa dintre *B* şi *A*, este egală tocmai cu această lungime de undă, probabilitatea particulei de a trece prin barieră este de aproximativ 2 : 1 000 000 şi descreşte rapid cu creşterea înălţimii şi a lărgimii barierei. Este deci evident că o asemenea trecere printr-o barieră de potenţial nu trebuie luată în consideraţie decît în domeniul atomic. Pentru obiecte mai mari, atunci cînd avem de-a face cu lungimi de undă mai mici şi distanţe mai mari, probabilitatea devine fantastic de mică.

Un caz tipic în care se manifestă acest proces este cazul aşa-numitei emisii reci de electroni din metale. Am mai menţionat faptul că un metal obişnuit conţine anumiţi electroni care sînt răspunzători de conductibilitatea sa electrică. În condiţii normale, asupra acestor electroni se exercită o forţă de atracţie care îi împiedică să părăsească metalul, iar pentru a îndepărta un electron ar trebui efectuat un lucru mecanic împotriva acestei forţe. Electronii pot scăpa dacă metalul este încălzit la o temperatură înaltă, deoarece în acest caz, datorită mişcării lor termice, unii dintre ei pot avea suficientă energie pentru a învinge atracţia. Acest fapt se exploatează în filamentul lămpilor de radio obişnuite, care este încălzit tocmai în scopul de a face posibilă emisia electronilor. Electronii pot însă scăpa

și dacă metalul este plasat într-un cîmp electric intens, de exemplu dacă el constituie una dintre plăcile unui condensator de tipul celui din figura 11. Energia potențială a electronilor se va prezenta atunci ca în figura 58, unde se vede o secțiune prin suprafața metalului. La stînga suprafeței S,

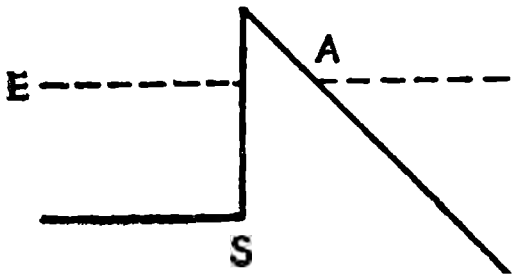

Fig. 58. Emisia rece de electroni

energia potențială este constantă și un electron cu energia indicată prin linia punctată este liber să se miște încoace și încolo. Cînd se apropie însă de suprafața S, energia potențială crește rapid, deoarece aici există o forță de atracție care se opune ieșirii sale. În afara metalului, potențialul scade din nou, datorită efectului cîmpului electric de atracție, și dincolo de punctul A este din nou posibilă mișcarea unui electron, avînd energia E. Și aici există o mică probabilitate ca electronul să străbată bariera de potențial de la S la A. Această probabilitate crește dacă se aplică un cîmp electric mai intens, deoarece linia care reprezintă potențialul în exterior are în acest caz o pantă mai abruptă și punctul A se mută mai aproape de S, adică lărgimea barierei scade. Probabilitatea este de asemenea mai mare în cazul unui metal pentru care bariera este mai puțin înaltă, adică pentru care este necesară o energie mai mică pentru a îndepărta un electron.

Această emisie rece a fost bine studiată și dependența numărului de electroni care sînt emiși în unitatea de timp de intensitatea cîmpului este în bună concordanță cu predicțiile teoriei.

Această situație mai poate fi descrisă și cu ajutorul relației de nedeterminare între energie și timp, la care ne-am referit la sfîrșitul cap. 7. Am arătat acolo că energia nu poate fi determinată cu precizie într-un timp scurt. Dacă deci energia particulei nu este constantă, ci variază foarte puțin într-un interval de timp foarte scurt, nu vom putea niciodată detecta această variație. Ca să ne exprimăm ne-

ştiinţific, o particulă poate „împrumuta" energie, iar dacă produsul dintre cantitatea de energie ε pe care a împrumutat-o şi timpul t după care restituie împrumutul este mai mic decît h, nici o măsurătoare directă nu poate pune în evidenţă acest lucru. În acest sens putem interpreta trecerea unui electron printr-o barieră de potenţial, imaginîndu-ne că electronul a „împrumutat" cantitatea de energie necesară pentru a se ridica deasupra barierei; dacă bariera este îngustă, deci străbaterea ei nu durează mult timp, el poate restitui atît de repede „împrumutul", încît nimeni să nu fi observat nimic.

Această posibilitate de a „împrumuta" energie se va dovedi importantă în discuţiile ulterioare şi constituie un mod de a prezenta lucrurile adecvat tuturor problemelor de mecanică cuantică. Atunci cînd discutăm schimbările posibile ale stării unui electron sau a altei particule, trebuie să ţinem seama de posibilitatea unei asemenea schimbări, chiar atunci cînd ea pare să contravină legii conservării energiei, cu condiţia ca această stare să nu dureze mult şi ca particulele să se poată întoarce, după un timp scurt, la o altă stare în care bilanţul energetic să se echilibreze.

Despre o stare care nu poate exista decît un timp atît de scurt, se vorbeşte, de obicei, ca despre o stare „virtuală". Asemenea stări virtuale vor juca un rol important ceva mai departe.

9

Electronii la viteze mari

ENERGII NEGATIVE. DIFICULTĂŢI

Cînd am descris în cap.7 legile mecanicii cuantice, ne-am folosit de relaţia care dă impulsul ca masa înmulţită cu viteza. Această relaţie este corectă în cadrul vechii mecanici, dar nu şi pentru viteze foarte mari, cînd trebuie să se ţină seama de teoria relativităţii. În cazul unui electron care se mişcă într-un atom uşor, de exemplu în atomul de hidrogen, relativitatea nu joacă un rol important, viteza electronului fiind mult mai mică decît cea a luminii. Am văzut că energia de legătură a electronului într-un atom normal de hidrogen este $\frac{2\pi^2me^4}{h^2}$ şi se poate demonstra că energia cinetică medie a electronului este egală tocmai cu această cantitate. Energia cinetică este de asemenea egală cu $\frac{1}{2}mv^2$, deci viteza medie a electronului este $v = \frac{2\pi e^2}{h}$. Comparînd viteza electronului v cu viteza luminii c, avem: $\frac{v}{c} = \frac{2\pi e^2}{hc}$

Această expresie este o mărime fără dimensiuni, adică nu depinde de unităţile de măsură (indiferent dacă măsurăm viteza în centimetri pe secundă sau kilometri pe oră), întrucît ea reprezintă un raport între două viteze. Dacă introducem în această relaţie valorile sarcinii electrice a electronului, vitezei luminii şi constantei lui Planck, se obţine pentru acest număr valoarea 1/137. Vedem deci că viteza unui electron din atomul de hidrogen este mai mică decît o sutime din viteza luminii şi corecţia datorită relativităţii este, aşadar, foarte mică.

Există însă probleme cu totul de alt tip. Una dintre ele o constituie mişcarea unui electron din pătura K a unui atom greu, de exemplu al plumbului, la care sarcina nucleului este de 82 de ori mai mare decît sarcina protonului. Energia de legătură a unui electron din pătura K a atomului de plumb este deci de 82 de ori mai mare decît cea a

electronului din atomul de hidrogen. În consecință, același calcul al raportului v/c ar da aci 82/137. Rezultă că electronul se mișcă aici cu o viteză mai mare decît jumătate din viteza luminii și efectul relativist devine important.

Putem de asemenea accelera electronii în laborator pînă la viteze similare sau chiar mai mari. Se poate arăta ușor, pornind de la concluziile la care s-a ajuns în cap. 6, că, dacă un electron se mișcă cu o viteză apropiată de cea a luminii, energia lui cinetică trebuie să fie mai mare decît mc^2, unde m este masa de repaus. Pentru a accelera electronul pînă la o asemenea energie cu ajutorul unui cîmp electric, diferența de potențial electric pe care trebuie s-o străbată particula este egală cu $\frac{mc^2}{e}$, ceea ce reprezintă aproximativ 500 000 de electronvolți. Se obișnuiește să se exprime energia electronului prin diferența de potențial electric care l-ar accelera pînă la această energie; spunem astfel că energia unui electron este de atîția electronvolți sau de atîtea milioane de electronvolți (MeV). Un electron accelerat pînă la cîțiva MeV se va mișca deci cu o viteză apropiată de cea a luminii.

Această accelerare se poate realiza fie trecînd o descărcare electrică printr-un tub vidat care conține electroni și aplicînd o tensiune de cîteva milioane de electronvolți, fie cu ajutorul unei aparaturi mai ingenioase care va fi menționată în capitolul următor. Electroni cu energii similare se găsesc de asemenea în radiațiile beta ale radiului și ale altor substanțe radioactive. Dacă vrem să descriem undele asociate unor asemenea electroni, trebuie să facem uz de legea relativistă corectă care leagă energia de impuls și care este (vezi cap.6): $\frac{E^2}{c^2} = p^2 + m^2c^2$, unde E reprezintă energia totală, inclusiv cea de repaus, iar p este impulsul. Această relație este reprezentată în figura 59.

Întîlnim aici o dificultate de tip special: pătratul unui număr negativ este pozitiv. Întrucît relația determină doar pe E^2, am putea alege E atît pozitivă, cît și negativă. Cu alte cuvinte, cele două curbe din figura 60 sînt la fel de compatibile cu relația dintre energie și impuls.

Ar putea oare și ramura de jos să aibă vreo legătură cu realitatea? Ea descrie o situație în care energia totală a unei particule libere este negativă și descrește pe măsură ce impulsul particulei crește, adică pe măsură ce particula este acce-

lerată. O asemenea particulă ar avea proprietăți foarte ciudate. Ea s-ar comporta ca și cum ar avea o masă negativă; accelerația sa s-ar produce într-un sens opus celui al forței

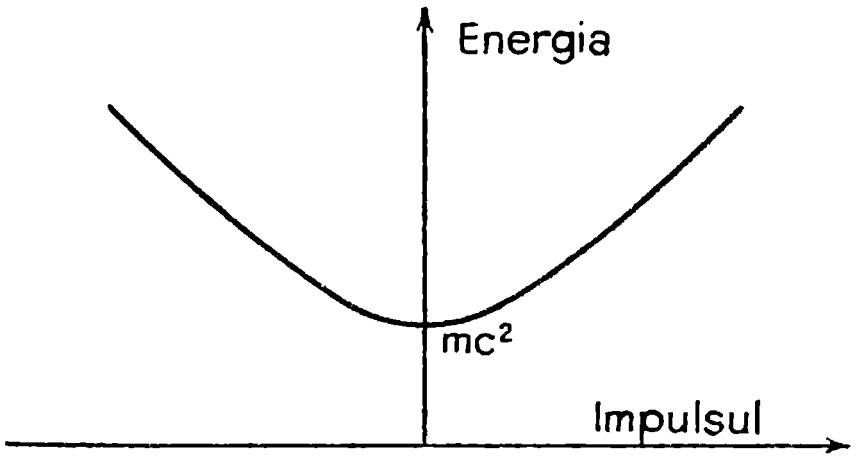

Fig. 59. Energie și impuls

aplicate. Dacă am „trage de ea", ar fugi de noi. Dacă un asemenea electron ar ajunge în apropierea unui electron

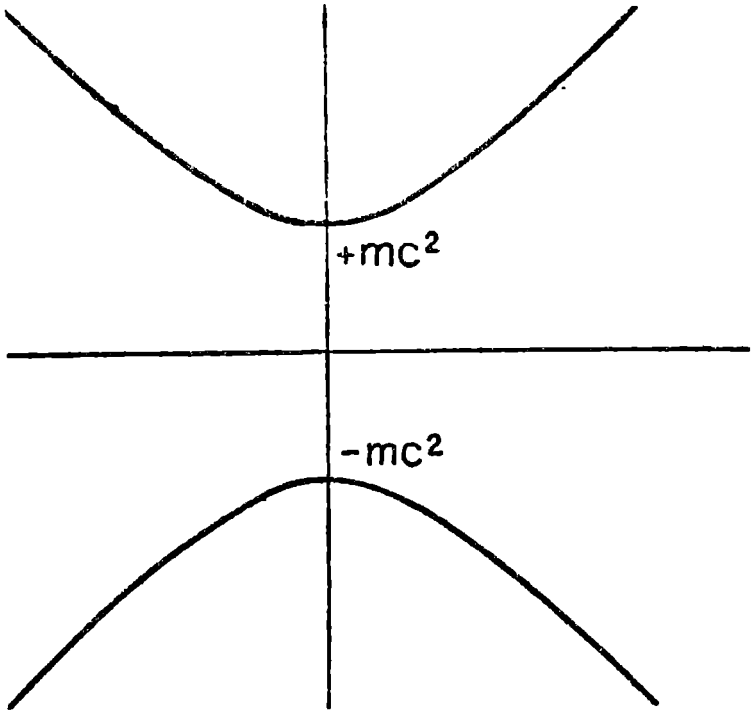

Fig. 60. Energie și impuls. Ce semnificație are ramura inferioară?

normal, el l-ar respinge și deci electronul normal s-ar îndepărta, însă forța de respingere a electronului normal ar face ca această particulă ipotetică să se apropie de el. Cele

două particule ar continua deci să accelereze în același sens, creșterea energiei cinetice a electronului normal fiind compensată de creșterea energiei negative a celuilalt.

Această comportare este diferită de tot ceea ce am întîlnit vreodată și, dacă asemenea particule există într-adevăr, materia nu ar putea niciodată să se fixeze la o formă stabilă oarecare, deoarece aceste particule ar putea crea totdeauna mari perturbații pornind într-o mișcare rapidă și punînd astfel energie în libertate.

Atît timp cît nu avem de-a face cu mecanica cuantică, această dificultate nu merită a fi luată în seamă. Sub influența oricărei forțe rezonabile, energia unei particule nu variază decît continuu, deci ar fi imposibil ca un electron să sară de pe curba superioară a figurii 60 pe curba inferioară. Atît timp cît putem fi siguri că avem inițial de-a face numai cu electroni normali, existența curbei inferioare nu are deci nici o importanță.

În mecanica cuantică însă situația este diferită. Nu mai putem aduce argumentul că energia trebuie să varieze continuu, deoarece energia nu poate fi măsurată exact într-un timp scurt. De fapt, în cazul unui atom în care nu pot exista decît anumite nivele de energie, știm că energia poate trece de la un nivel la altul cu emisie sau absorbție de lumină și nu sîntem în stare să ne dăm seama de ceea ce s-a petrecut între timp. Din aceleași motive, dacă legile mecanicii cuantice ar permite în principiu existența unor unde care să corespundă curbei inferioare din figura 60, ar trebui să ne așteptăm ca electronul să poată sări de pe curba superioară pe cea inferioară, întocmai cum poate trece de pe un nivel excitat al atomului de hidrogen pe nivelul fundamental. Diferența de energie va fi pusă în libertate, în general, sub formă de lumină.

Practic, saltul de pe curba superioară pe cea inferioară din figura 60 nu s-ar putea efectua prin emisia unui singur foton, energia disponibilă fiind totdeauna mai mare decît viteza luminii înmulțită cu variația impulsului, în timp ce energia unui foton este egală doar cu de c ori impulsul său. Prin emisia a doi fotoni se pot însă satisface simultan legile conservării energiei și impulsului. Mai mult, din orice stare dată de pe curba superioară electronul poate sări în orice punct de pe curba inferioară: în acest caz impulsul său poate varia oricît de mult în ambele sensuri. Dacă calculăm probabilitatea ca în unitatea de timp

să se producă acest salt la orice moment de timp dat, rezultatul este infinit de mare.

Aceasta înseamnă că electronul ar putea sta doar un timp infinit de scurt pe curba superioară, după care ar cădea pe cea inferioară. Ar trebui deci să nu observăm niciodată electronii obişnuiţi, ci numai pe cei ciudaţi, de masă negativă.

SPIN. POZITRONI

Încercînd să rezolve această dificultate, Dirac a căutat să stabilească o lege pentru undele electronice diferită de simpla generalizare a ecuaţiei lui Schrödinger pentru cazul relativist. El spera să găsească o ecuaţie care să permită numai existenţa curbei superioare din figura 60, nu şi pe a celei inferioare. În acelaşi timp el a încercat să rezolve şi unele dificultăţi matematice care s-au dovedit destul de supărătoare în interpretarea ecuaţiei de undă relativiste.

Dirac a fost condus astfel la descrierea electronului în funcţie nu de o undă, ci de patru unde. Situaţia este analogă cu cea din cazul undelor electromagnetice, care (vezi cap.2) sînt descrise de intensitatea cîmpului electric şi a celui magnetic. Întrucît ambele au atît mărime, cît şi direcţie şi deci pot fi date prin proiecţiile lor pe trei axe diferite, o undă electromagnetică nu este complet determinată decît cu ajutorul a şase numere.

Consecinţele noii ecuaţii cuadruple de undă s-au dovedit a fi cît se poate de interesante. Din ea decurge existenţa încă a unui moment complementar la electron, datorită mişcării lui de translaţie. Acest nou moment poate lua numai două valori: fie $+1/2$, fie $-1/2$. Astfel, spinul electronului se încadrează în mod natural în acest tablou relativist. În plus, calculele au arătat că acţiunea magnetică a acestui spin este de două ori mai mare decît cea a mişcării electronului, astfel încît acţiunea magnetică a unui spin egal cu $\frac{1}{2}$ unităţi este tot atît de mare ca cea datorită unui electron care se roteşte pe o orbită căreia îi corespunde un moment egal cu o unitate. Am discutat acest lucru ca pe un fapt experimental încă în cap. 8.

Este acum evident că această ecuaţie de undă cuadruplă duce la o descriere mult mai firească a electronului. Cercetările ulterioare au arătat că aplicarea ecuaţiei lui Dirac

la împrăştierea radiaţiilor Röntgen de către electronii rapizi (adică la efectul Compton, discutat în cap. 7), sau la smulgerea de electroni din atomi de către radiaţiile X sau gamma (efectul fotoelectric la energii mari), sau la difuzia electronilor rapizi pe atomi, precum şi la multe alte fenomene, a dat în toate cazurile rezultate în perfectă concordanţă cu experienţa.

A existat un moment în care sè părea că ecuaţia lui Dirac ar reprezenta unicul mod consistent de a descrie o particulă încărcată. Dacă ar fi fost aşa, am fi putut prevedea că electronul trebuie să aibă spin chiar dacă acesta nu ar fi fost niciodată observat. Astăzi ştim că această părere nu este corectă. Există ecuaţie de undă şi pentru particule fără spin şi, într-adevăr, aşa cum vom vedea în cap. 11, există particule încărcate care nu au spin.

Rămînea totuşi încă dificultatea cu privire la stările cu energie negativă. Ca şi ecuaţia simplă de undă, ecuaţia lui Dirac admite şi ea energii corespunzătoare atît curbei superioare, cît şi celei inferioare din figura 60. Atît timp cît se menţinea această dificultate, era limpede că lipseşte un element esenţial.

Din fericire, Dirac şi-a dat seama apoi că principiul de excluziune al lui Pauli l-ar putea ajuta să rezolve această dificultate. Un electron poate sări într-un punct de pe curba inferioară numai dacă acest punct nu este încă ocupat de doi electroni cu spini opuşi. Nu cumva toate stările corespunzătoare curbei inferioare sînt în mod normal ocupate? Această ipoteză îndrăzneaţă implică, desigur, faptul că vidul este umplut cu asemenea electroni în stări cu energie negativă şi că, de fapt, densitatea acestora ar trebui să fie infinit de mare, deoarece stările respective se întind pe un domeniu infinit de impulsuri. Ar trebui deci să apară şi o densitate infinit de mare de sarcini electrice negative, ceea ce ar fi lipsit de sens. Dar să presupunem că această densitate de sarcini negative este compensată într-un mod oarecare de o densitate de sarcini pozitive, datorită vreunei alte cauze, astfel încît în vid să nu existe cîmp electric, chiar dacă există aceşti electroni ipotetici, şi că sarcina reală este datorită numai abaterilor de la această situaţie. Atunci prezenţa electronilor în stări cu energie negativă nu s-ar face simţită în nici un fel. Am văzut că, în principiu, un electron ar putea să sară de pe curba superioară pe cea inferioară dacă ar fi disponibil un loc liber şi dacă ar

avea cine să preia energia și impulsul. Ar fi, de asemenea, posibil ca unul dintre acești electroni ipotetici să sară de pe curba inferioară pe cea superioară, care în mod normal este neocupată, dacă ar putea primi energia și impulsul necesare.

După cum „saltul" în jos s-ar putea produce cu emisia a doi fotoni, electronul ar putea fi ridicat pe curba superioară prin absorbția a doi fotoni. Dar în condiții normale nu dispunem niciodată de suficient de multe cuante de lumină de energii mari laolaltă pentru ca probabilitatea ca două dintre ele să fie absorbite simultan să fie însemnată. Un alt mecanism prin care s-ar putea produce acest salt ar fi ca o cuantă de lumină să treacă în imediata apropiere a unui atom greu, care are un cîmp electric intens. În acest caz, un singur foton este suficient pentru a ridica un electron pe curba superioară. Acest mecanism a fost indicat schematic în figura 61. După efectuarea saltului, pe curba superioară există un electron real, iar pe curba inferioară un loc vacant. Ce reprezintă acest loc vacant? Deoarece s-a presupus că sarcina negativă a tuturor electronilor de pe curba inferioară este compensată, absența unuia dintre ei s-ar manifesta ca absența unei sarcini negative, ceea ce echivalează cu prezența unei sarcini pozitive. Absența unei particule avînd energie negativă implică o creștere a energiei, și dacă locul vacant sau „gaura", se află pe o stare cu impuls mai mare, adică electronul care inițial se afla acolo avea o energie negativă mare, a fost necesar să se investească o cantitate mai mare de energie pentru a crea acest loc vacant. Energia unei găuri crește deci cu creșterea impulsului său.

Vedem, prin urmare, că aceste găuri se comportă în toate privințele ca electroni cu energie pozitivă și cu sarcină electrică pozitivă. Dacă acest tablou este corect, trebuie să ne așteptăm ca în natură să existe, pe lîngă electronii obișnuiți, și electroni pozitivi, care, cu excepția semnului sarcinii lor, să se comporte în toate privințele ca și electronii obișnuiți.

Am văzut că, atunci cînd un foton trece în apropierea unui atom greu, poate provoca tranziția schițată în figura 61, adică să producă o pereche de electroni: — unul negativ și altul pozitiv. Energia minimă pe care trebuie s-o aibă pentru aceasta cuanta de lumină este egală cu saltul dintre cel mai înalt punct de pe curba inferioară și cel mai de jos punct de pe curba superioară. Această energie este egală cu $2\ mc^2$, adică aproximativ 1 MeV.

Invers, dacă un electron obișnuit întîlnește un electron pozitiv, ceea ce în reprezentarea noastră echivalează cu întîlnirea dintre un electron de pe curba superioară și o gaură de pe curba inferioară, electronul este capabil să cadă în această gaură și ne întoarcem astfel la starea nor-

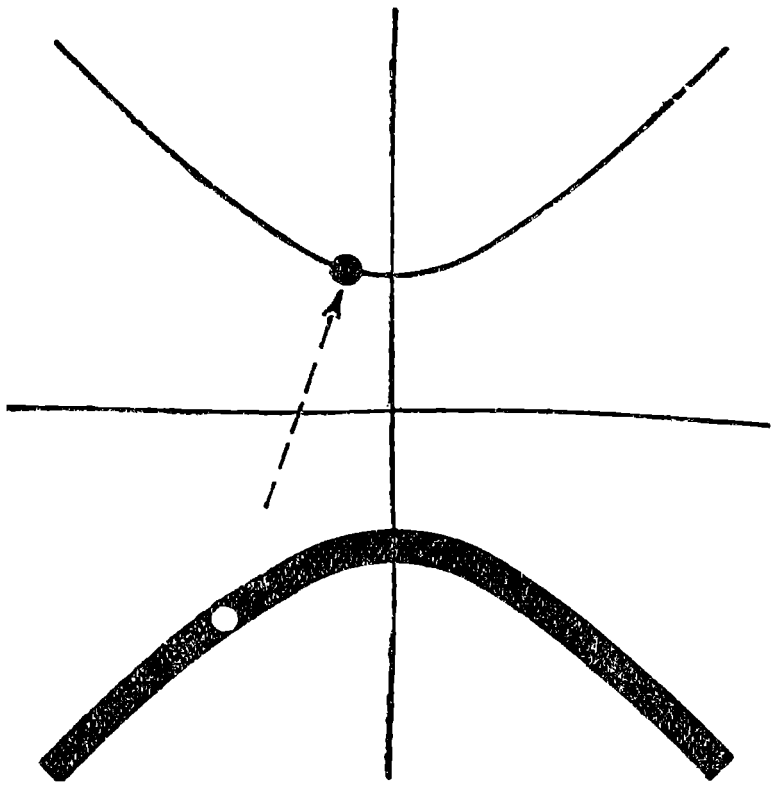

Fig. 61. Formarea de perechi

mală a vidului. Aceasta poate avea loc fie în apropierea unui atom cu emisia unui foton, fie, dacă întîlnirea se petrece în vid, cu emisia a doi fotoni. Dacă cei doi electroni se mișcă foarte încet, cei doi fotoni au impulsuri egale și de semne opuse, adică sînt emiși în sensuri opuse, ambii avînd aceeași energie, de aproximativ 500 000 de electronvolți.

Aceste previziuni teoretice au fost confirmate atunci cînd s-a descoperit în laborator electronul pozitiv. Dacă radiații gamma cu o energie mai mare de 1 MeV trec printr-o foiță subțire, de exemplu de plumb, aflată într-un tub vidat, se constată că din foiță ies electroni care sînt deviați de cîmpul magnetic unii într-o direcție, iar alții în direcție opusă, de unde rezultă că unii au sarcină electrică pozitivă. Dacă

electronii pozitivi sînt frînaţi într-o substanţă, se constată că din locul în care au fost opriţi ies radiaţii gamma cu o energie de aproximativ $\frac{1}{2}$ MeV. Contorii moderni, sensibili la fotonii individuali, pun în evidenţă faptul că întotdeauna ies simultan două cuante de lumină în sensuri opuse.

Izolaţi, aceşti electroni pozitivi (pozitroni, cum sînt denumiţi) se comportă întocmai ca electronii negativi, dar ei nu trăiesc mult în substanţă, deoarece există atît de mulţi electroni negativi cu care se pot combina şi astfel ei se anihilează, energia lor trecînd în radiaţie. Nu trebuie deci să ne mire faptul că nu putem observa în mod normal electroni pozitivi, afară de cazul cînd dispunem de radiaţii de energii înalte capabile să-i producă.

De fapt, dacă ne-am imagina un moment în care ar exista un număr mare atît de electroni negativi, cît şi de electroni pozitivi, unii dintre ei fiind în mic exces, ori de cîte ori s-ar întîlni doi electroni de semn opus ei ar anihila şi în locul lor ar apărea cuante de radiaţie. Fenomenul ar continua pînă cînd, la sfîrşit, nu ar mai rămîne decît electroni de un anumit semn, care se aflau iniţial în exces.

Un aspect interesant al generării şi anihilării perechilor de electroni constă în confirmarea vederilor lui Einstein cu privire la echivalenţa masei şi energiei, în sensul că masei de repaus a particulelor îi corespunde o anumită energie.

Dacă un pozitron cu viteza mică întîlneşte un electron înainte de a se produce anihilarea, cele două particule pot, sub influenţa atracţiei lor electrice, să se rotească un anumit timp una în jurul celeilalte. În acest timp ei formează astfel un atom ca cel de hidrogen, deosebindu-se de acesta doar prin faptul că protonul este înlocuit printr-un pozitron, care are aceeaşi masă ca şi electronul. În loc ca electronul să se rotească în jurul particulei mai grele, ambele particule se rotesc în jurul centrului lor de greutate. Această combinaţie, care, desigur, nu poate exista decît un timp foarte scurt, este denumită atom de pozitroniu. Deşi el are o viaţă atît de scurtă, s-a reuşit, prin experienţe ingenioase, nu numai să se pună în evidenţă existenţa sa şi să i se măsoare viaţa medie, ci şi să i se cunoască destul de amănunţit nivelele energetice.

În ciuda tuturor succeselor teoriei lui Dirac, s-ar putea obiecta că imaginea densităţii infinite de electroni în stări

cu energie negativă, care constituie punctul ei de plecare, nu este prea satisfăcătoare. Se poate răspunde la această obiecţie prin următoarele. Această imagine este folosită doar în scopul de a ne permite să privim problema sub unghiul potrivit. Atunci cînd descriem în detaliu o situaţie în care avem de-a face cu electroni şi pozitroni, nu trebuie de fapt să introducem în discuţie asemenea electroni aflaţi în stări negative, ci specificăm doar cîte „găuri" (pozitroni) există şi cum se mişcă aceştia. Important este faptul că avem legi pentru a descrie aceste particule, legi care nu prevăd nici o tranziţie a electronilor sau a pozitronilor într-o stare în care să aibă comportarea nerezonabilă pe care am discutat-o mai înainte. În schimb, legile prevăd posibilitatea generării de perechi şi a anihilării. Fără aceste din urmă procese nu ar fi fost posibil să eliminăm acel tip de tranziţii rezonabile, şi imaginea simplă din figura 61 ne permite să înţelegem cum se petrec lucrurile.

FORŢELE LA VITEZE MARI. NOI DIFICULTĂŢI

Vedem deci că unda cuadruplă a lui Dirac poate explica mişcarea electronilor şi a pozitronilor liberi, precum şi mişcarea lor în cîmpuri de forţe statice. Dar, atunci cînd încercăm să explicăm interacţia dintre electronii care se mişcă cu viteze apropiate de cea a luminii, ne ciocnim de noi dificultăţi. Este important să ne amintim în acest caz de faptul că forţele sînt transmise de la o particulă la alta de cîmpul electromagnetic şi că acesta transmite orice perturbaţie cu viteza luminii. Pe de altă parte, dacă particulele se mişcă rapid, fiecare va suferi acţiunea unei forţe din partea celeilalte nu din punctul în care aceasta se află acum, ci din punctul în care se afla cu foarte puţin timp mai înainte. Fenomenul seamănă cu acela cînd ridicăm capul pentru a vedea un avion supersonic şi auzim sunetul care vine nu din locul unde vedem avionul, ci dintr-un loc mai îndepărtat unde se afla în momentul cînd a emis sunetul acela.

Această întîrziere este cunoscută sub numele de „retardarea" forţei şi, pentru a ne putea da seama de ea cu ajutorul legilor cuantice, trebuie să aplicăm teoria cuantică şi la cîmpul electromagnetic, adică trebuie să-l descriem cu ajutorul fotonilor.

Forța exercitată de o particulă asupra celeilalte se explică atunci astfel: una dintre particule poate emite unul sau mai mulți fotoni care pot fi absorbiți de cealaltă particulă. Pentru a emite fotoni este însă necesară o energie, și s-ar putea ca particulele să nu aibă prea multă energie disponibilă, așa cum se întîmplă, de exemplu, atunci cînd sînt aproape în repaus. Dar aici se aplică remarca pe care am făcut-o la sfîrșitul cap. 8: mecanica cuantică permite „împrumutarea" de energie pe termen scurt sau pe distanță mică. Astfel, dacă cele două sarcini se află foarte aproape una de alta, este posibilă „împrumutarea" unei cantități de energie suficiente pentru a produce fotoni atît de lungime de undă mică, cît și de lungime de undă mare, deoarece — fotonul reabsorbindu-se în imediata apropiere a punctului unde a luat naștere — „împrumutul" va fi restituit imediat. Pe de altă parte, dacă particulele se află la distanță mai mare, nu e posibil decît „împrumutul" unei cantități mai mici de energie și nu vor juca rol decît fotonii de lungime de undă mai mare. Acești fotoni sînt denumiți „virtuali", pentru a distinge particulele care există „pe credit" de cele reale, ce pot exista la distanță de locul unde iau naștere.

În felul acesta, din teoria cuantică a cîmpului electromagnetic se poate deduce legea lui Coulomb dintre sarcini staționare, însă același raționament poate fi aplicat și problemei mai complicate a sarcinilor în mișcare rapidă. Legile cu privire la emisia și la absorbția de fotoni „virtuali", necesare în acest scop, sînt exact aceleași cu cele necesare la tratarea emisiei și absorbției reale de lumină de către atomi.

Aici apare o nouă dificultate. Chiar și o singură particulă poate emite și reabsorbi fotoni. Întrucît nu se pune problema unei distanțe, nu apare nici problema unui timp minim pentru „împrumut", deci nu există practic nici o limitare cu privire la energia fotonilor pe care îi poate emite și absorbi o particulă. Dacă se ține seama de toate aceste posibilități, rezultatul ar indica o variație infinită, în energia particulei, numită de obicei energie proprie.

Această dificultate nu este neașteptată. În cap. 2 am văzut că densitatea de energie a cîmpului electric este proporțională cu pătratul intensității sale; deci energia cîmpului electric în apropierea unei sarcini punctuale ar trebui să fie infinit de mare. Într-adevăr, dacă o sarcină este distribuită pe o mică sferă de rază a, se poate calcula că energia totală

pe care o conține cîmpul electric este $\frac{3e^2}{5a}$. Dacă micșorăm raza sferei, adică facem a foarte mică, energia electrică devine foarte mare. Deci să nu ne mire faptul că teoria prevede o energie infinită pentru cîmpul care înconjură o particulă a cărei sarcină este concentrată într-un punct.

Această dificultate era cunoscută cu mult înaintea apariției mecanicii cuantice; modul cel mai natural de a o evita ar fi să considerăm electronul nu ca pe un punct matematic, ci ca avînd o extindere finită. Aceste vederi au fost discutate în mod special de către H.A.Lorentz, fizician renumit prin lucrările sale care au pregătit terenul pentru teoria relativității, ca și prin studiul comportării electronilor.

Totuși, și această interpretare a electronului ca fiind extins este greu de susținut, deoarece relativitatea nu admite existența unor corpuri perfect rigide din următoarele motive. Să presupunem că dăm unui corp rigid o lovitură puternică la un capăt; atunci, el fiind rigid, celălalt capăt trebuie să înceapă imediat să se miște, deci lovitura este transmisă instantaneu de la un capăt la celălalt. Dar dacă acest proces este văzut de un alt observator care se mișcă cu viteză mare, atunci, în virtutea transformărilor lui Lorentz (vezi cap. 6), capătul mai îndepărtat ar începe să se miște înainte ca lovitura să se fi produs, astfel încît efectul ar părea să preceadă cauza, ceea ce este absurd. Într-adevăr, este esențial pentru relativitate ca nici o perturbație să nu se poată transmite cu o viteză mai mare decît viteza luminii. Pe de altă parte, dacă capătul care a fost lovit se poate mișca înaintea celuilalt capăt, corpul trebuie să fie cît de puțin compresibil. Acesta este cazul tuturor corpurilor solide cunoscute, chiar și al unei bare de oțel. Dacă lovim cu un ciocan unul dintre capetele unei bare de oțel, ea va ceda puțin și va trebui să treacă un oarecare timp pînă cînd această compresiune va ajunge la celălalt capăt. Viteza cu care se transmite perturbația este viteza sunetului în oțel, de ordinul a cîtorva mii de metri pe secundă. Această viteză este foarte mare pentru scopurile practice, dar încă extrem de mică în comparație cu viteza luminii.

Toate raționamentele expuse arată de ce este greu să descriem comportarea corpurilor absolut rigide fără a contraveni principiului relativității. Toate încercările mai recente de a considera electronul ca rigid, dar de extindere finită au eșuat.

Cei mai mulţi fizicieni păstrează convingerea că trebuie să existe o posibilitate rezonabilă care a fost trecută cu vederea.

O alternativă evidentă ar fi să presupunem că, de fapt, electronul este compresibil. Orice corp compresibil este capabil de vibraţii interne. În cazul unei bare de oţel, vibraţiile pot fi puse în evidenţă prin lovirea acesteia cu un ciocan, ceea ce are ca efect producerea unui sunet, iar sunetul este datorit totdeauna unei vibraţii. Tot astfel, dacă se loveşte un electron, de exemplu în cazul unei ciocniri cu o altă particulă, ar trebui să ne aşteptăm ca el să vibreze şi deci să fie purtătorul unei energii suplimentare, pe lîngă energia cinetică a mişcării sale. Aceasta s-ar manifesta experimental prin existenţa unor stări excitate, întocmai cum posibilitatea mişcării interne dintr-un atom este răspunzătoare de stările excitate ale atomilor. Totuşi, deşi s-au făcut cercetări foarte numeroase asupra ciocnirilor electronilor la energii foarte înalte, nu s-a pus niciodată în evidenţă existenţa unor asemenea stări excitate. S-ar putea întîmpla ca ele să existe la energii şi mai înalte decît cele cu care s-a lucrat pînă acum. Dar atît timp cît nu ştim nimic despre natura unor asemenea stări excitate, discutarea lor ar fi pur speculativă.

Într-adevăr, pînă acum nici una dintre experienţele efectuate cu electroni nu a pus în evidenţă vreo trăsătură care să indice existenţa unui tip oarecare de structură internă a electronului: rămîne deci îndoielnic dacă chestiunea structurii interne a electronului are vreo semnificaţie, adică dacă va putea fi vreodată asociată cu observaţii experimentale ale comportării sale.

NOI METODE. DEPLASAREA LAMB

Multă vreme se părea că nu s-ar mai putea face nici un progres în teoria electronului atît timp cît nu se putea da un răspuns la aceste întrebări, deoarece orice descriere detaliată a interacţiunii electronilor prin intermediul cîmpului electromagnetic ducea întotdeauna la valori infinite, legate de faptul că energia conţinută în cîmpul care înconjură o sarcină punctuală este infinită. Cu toate acestea, pe la sfîrşitul deceniului al patrulea al secolului nostru s-a făcut un pas înainte care a demonstrat că se mai pot obţine noi

informații, în ciuda dificultăților. Pentru a înțelege despre ce este vorba, să considerăm momentan tot cazul unui electron mic, dar finit, cu toate că această imagine nu poate fi împăcată cu cerințele teoriei relativității. Atunci cînd este în repaus, un asemenea electron va fi înconjurat de cîmpul său electromagnetic și ar trebui adăugată energiei de repaus a electronului m_0c^2 (unde m_0 este masa sa de repaus), energia cîmpului. Datorită echivalenței dintre masă și energie, creșterea energiei este echivalentă cu creșterea masei; deci electronul și cîmpul vor avea laolaltă o masă $m_1 = m_0 + m'$, unde m' este egală cu energia cîmpului împărțită cu c^2.

Important este însă faptul că, ori de cîte ori vedem un electron, el este însoțit de cîmpul său și deci masa totală m care intră în ecuație trebuie să fie masa observată experimental. Masa reală m este măsurabilă și cunoscută, în timp ce componentele m_0 și m', nu sînt cunoscute și s-ar putea ca nici să nu aibă un sens fizic bine definit. Dacă reducem raza electronului, componenta m', datorită cîmpului, crește, așa cum am văzut mai înainte. Masa totală m_1 fiind cunoscută, trebuie să presupunem că m_0 este cu atît mai mică, cu cît raza electronului este mai mică. Dacă presupunem că raza este foarte mică, masa electromagnetică poate întrece masa reală observată a electronului și deci m_0 (masa „mecanică") ar trebui să fie negativă. O particulă de masă negativă este însă o noțiune foarte ciudată, dar atît timp cît ea este totdeauna însoțită de un cîmp electromagnetic, astfel încît masa totală să fie pozitivă, nu rezultă nici un fel de consecințe neacceptabile.

Prin urmare, încercăm să descriem comportarea electronului nu în funcție de masa sa mecanică m_0 și de masa sa electromagnetică m', ci de masa sa totală m_1. Putem spera astfel ca rezultatele să rămînă valabile chiar dacă mergem pînă la cazul extrem și considerăm o sarcină punctuală, deși atunci m' ar trebui să fie infinit și m_0 ar trebui, în consecință, să fie infinit negativ.

Să ne amintim că masa electromagnetică m' este legată de energia cîmpului electromagnetic din jurul electronului, care este descrisă în mecanica cuantică de posibilitatea electronului „să împrumute" pe termen scurt energie pentru a emite cuante de lumină și de a le absorbi din nou. Să considerăm acum un asemenea electron legat care se mișcă în vecinătatea unui centru de forțe, de exemplu într-un atom

de hidrogen. Atunci, în intervalul de timp dintre emisia și reabsorbția unui foton, electronul poate să-și schimbe viteza sub influența forței aplicate. Prin urmare, procesul emisiei și absorbției fotonilor (deci masa electromagnetică m' se modifică în prezența unor forțe. Dar această modificare se referă mai ales la fotonii de lungime de undă mare, deoarece fotonii cu lungimea de undă mică necesită o energie mare și, conform principiului de incertitudine, nu pot exista decît un timp foarte scurt. Într-un asemenea interval scurt, forța externă nu poate accelera prea mult fotonul. Astfel, în timp ce pentru un electron punctual masa electromagnetică totală m' este infinit de mare datorită efectului fotonilor de lungime de undă foarte mică, variația sa în vecinătatea unui centru de forțe este finită chiar pentru un electron punctual.

Din asemenea considerații rezultă că trebuie să facem o mică corecție nivelelor energetice ale atomului de hidrogen. Această corecție diferă de la un nivel la altul, deoarece ea depinde de probabilitatea electronului de a se apropia de proton, probabilitate care este diferită pentru diferitele stări.

Este interesant de remarcat că această teorie nu s-a dezvoltat în baza unor speculații abstracte, ci a fost stimulată de descoperirea unor anomalii la nivelele atomului de hidrogen. Acestea au fost măsurate printr-o nouă tehnică experimentală, elaborată de către Lamb și colaboratorii săi la Universitatea Columbia (S.U.A.).

Pentru a putea aprecia cît de delicată este problema din punct de vedere experimental, trebuie să ne referim la nivelele energetice ale atomului de hidrogen, care sînt schițate în figura 49. În legătură cu acestea am discutat soluțiile ecuației nerelativiste a lui Schrödinger, în care energiile depindeau doar de numărul n (egal cu 1 pentru starea fundamentală și cu 2 pentru primul nivel excitat). Pentru $n = 2$ am văzut că există două tipuri diferite de mișcare a electronului: una fără moment cinetic și cealaltă cu un moment cinetic egal cu o unitate. La hidrogen, aceste două mișcări ar trebui să aibă exact aceeași energie, care este situată cu aproximativ 10 electronvolți mai sus decît cea a stării fundamentale. Nu s-a ținut însă seama de spinul electronului. De fapt, datorită spinului, energia stării cu un moment cinetic de o unitate diferă puțin, după cum mișcarea de rotație a electronului în jurul propriei sale axe are loc

în același sens cu mișcarea sa de revoluție pe orbită sau în sens opus. Diferența (așa-numită structură fină a nivelelor hidrogenului) poate fi calculată din ecuația lui Dirac, deoarece aceasta duce în mod firesc la descrierea spinului. Se găsește astfel o diferență de aproximativ $\frac{1}{200\,000}$ dintr-un electronvolt. Aceasta a fost detectată mai de mult prin prezența în spectrul hidrogenului a două linii alăturate. Este limpede că, pentru a pune în evidență o atît de mică separație între două linii și cu atît mai mult pentru a o măsura, sînt necesare cercetări spectroscopice de mare precizie.

Noua metodă constă în a observa direct tranziția între două asemenea nivele alăturate. Diferența de energie fiind atît de mică, frecvența cuantelor de lumină absorbite în cursul tranziției este în mod corespunzător foarte mică. De fapt, aici nu avem de-a face cu lumină în sensul obișnuit, ci cu unde radio scurte, avînd o lungime de undă de ordinul a 20 cm. Instalațiile pentru producerea unor asemenea microunde s-au perfecționat foarte mult în timpul războiului, datorită legăturii lor cu lucrările referitoare la radar. Descrierea detaliată a unei asemenea experiențe ne-ar duce însă prea departe. În esență, s-a reușit cu ajutorul unor asemenea unde radio să se provoace tranziția între două nivele alăturate de hidrogen. Frecvența la care se produce tranziția dă astfel direct energia fotonilor care au cauzat-o și deci diferența de energie. Rezultatele nu au fost în concordanță cu așteptările, deoarece cele două stări între care se produce tranziția ar fi trebuit să aibă exact aceeași energie; fizicienii au început să studieze cauza discrepanței.

Această contradicție a dus la o reînnoire a vederilor cu privire la modul în care cîmpul electric al electronului reacționează asupra mișcării sale și a stimulat în mare măsură elaborarea noilor metode pe care le-am descris mai înainte. Cu ajutorul acestora s-a putut calcula apoi exact diferența de energie, iar rezultatele sînt în concordanță cu cele mai precise experiențe pînă la o precizie de cîteva părți la 10 000, ceea ce constituie un frumos succes atît experimental, cît și teoretic.

Un alt efect subtil asemănător a fost descoperit puțin după aceea: s-a constatat că cîmpul magnetic al unui electron ce se rotește în jurul axei sale diferă cu aproximativ

trei părți la o mie de rezultatul obținut din ecuația simplă de undă al lui Dirac; această discrepanță a fost explicată de Schrödinger tot cu ajutorul emisiei și absorbției virtuale de fotoni.

Faptul că aceste experiențe, ca și altele pe care nu le mai descriem, au confirmat cu mare exactitate teoria ne face să credem că sîntem pe calea cea bună în ceea ce privește modul de a trata problema interacțiunii electronului cu propriul său cîmp. Totuși este probabil că cel puțin forma sub care au fost pînă acum exprimate aceste legi nu este încă definitivă, deoarece, așa cum am văzut, ele prezic valori infinite pentru energia proprie a electronului, valori care nu se pot anula decît presupunînd o masă mecanică infinit negativă. S-ar putea ca o asemenea împărțire în masă mecanică și masă electromagnetică să nu aibă nici o semnificație și aceleași legi să poată fi exprimate într-o formă în care să nu apară cele două componente ale masei. Este firesc să ne imaginăm că o asemenea reformulare ar putea să ducă la aceleași rezultate ca procedeul actual. Dar aceasta rămîne de văzut.

Trebuie să subliniem că complicațiile care apar datorită interacțiunii electronului cu propriul său cîmp sînt de domeniul unor foarte mici corecții, a căror punere în evidență necesită experiențe de foarte mare precizie. Cauza acestei cerințe este faptul că energia cîmpului propriu este determinată de mărimea $\frac{2\pi e^2}{hc}$, e fiind sarcina electronului, h constanta lui Planck și c viteza luminii; acest număr este un număr foarte mic, și anume $\frac{1}{137}$. El intervine în evaluarea probabilității de emisie a luminii de către un atom excitat. Calculele arată că probabilitatea de emisie a unui foton în timpul unei perioade de revoluție a electronului în stare excitată este de aproximativ $\frac{1}{137}\left|\frac{v}{c}\right|^2$, v fiind viteza electronului. Am văzut că pentru electronul din hidrogen, ca și pentru cei de energii similare din alți atomi, $\frac{v}{c}$ este aproximativ egal cu $\frac{1}{137}$. De aici rezultă că probabilitatea ca un electron să emită un foton în timpul unei revoluții este de $\left(\frac{1}{137}\right)^3$. Vor fi necesare, în medie, aproximativ 137^3

revoluţii pentru ca electronul să cadă, prin emisie de lumină, pe un nivel inferior. Aceasta înseamnă că putem trata mişcarea electronului, într-o aproximaţie foarte bună, ca şi cum posibilitatea emisiei de lumină nici nu ar exista. Acelaşi număr intervine şi în problema emisiei şi absorbţiei virtuale de fotoni, şi deci, din capul locului, corecţiile datorite unei asemenea emisii şi absorbţii sînt foarte mici. Mai departe, în discutarea acestor corecţii putem neglija probabilitatea, încă cu mult mai mică, ca un electron să emită un al doilea foton înainte ca primul să fi fost resorbit şi să considerăm astfel un singur electron o dată. Corecţiile datorite prezenţei simultane a doi sau mai mulţi fotoni sînt de cel mult 1% din cele datorite unui singur foton.

Aşadar, faptul că constanta de structură fină $\frac{2\pi e^2}{hc}$ este atît de mică ne este de mare ajutor în studierea problemelor privind electronul. În cap. 11 vom întîlni o situaţie asemănătoare, în care însă numărul corespunzător nu mai este mic, şi aceasta duce la dificultăţi care în momentul de faţă constituie un handicap serios în calea progreselor în domeniul respectiv.

10

Nucleul atomic

RADIOACTIVITATEA. DEZINTEGRAREA ALFA

În toate capitolele precedente, scopul nostru a fost să găsim acele legi ale naturii care guvernează comportarea obiectelor şi a substanţelor cu care ne întîlnim în viaţa practică. Căutarea acestor legi ne-a arătat existenţa atomilor şi a condus la studiul structurii lor interne şi a comportării lor. Legile mecanicii cuantice, împreună cu vechile legi ale mecanicii şi ale electromagnetismului, ne-au permis să deducem toate caracteristicile atomilor pornind de la faptul că fiecare atom conţine un nucleu încărcat pozitiv, această sarcină fiind în mod normal compensată de sarcina negativă a electronilor orbitali. Astfel a devenit posibilă descrierea, aproape în toate amănuntele, a atomilor şi deci a materiei care e constituită din atomi. Aceasta ne permite nu numai să înţelegem ceea ce se petrece în materia obişnuită, ci şi să folosim aceste cunoştinţe în scopuri practice.

Putem înţelege acum de ce unele substanţe sînt grele, iar altele uşoare, de ce unele sînt uşor corodate de substanţe chimice, iar altele sînt stabile, de ce unele sînt tari, iar altele sînt moi. Ştim de ce şi cum conduc metalele electricitatea şi de ce unele substanţe sînt bune conducătoare de căldură, iar altele nu, de ce unele săruri sînt colorate, iar altele strălucesc în diferite culori cînd sînt expuse la lumina ultravioletă invizibilă.

Totuşi, unele întrebări au rămas fără răspuns. Cea mai evidentă dintre acestea este legată de nucleul atomic. În ce constă diferenţa dintre cele circa 92 de tipuri diferite de elemente cunoscute în natură? Cum putem explica greutăţile lor diferite? Cu alte cuvinte, de ce, spre exemplu, nucleul de oxigen (deci şi atomul de oxigen) este de aproximativ 16 ori mai greu decît cel de hidrogen şi de ce un atom de plumb cîntăreşte de peste 200 ori mai mult decît un atom de hidrogen?

Aceste întrebări ne conduc în mod firesc la un studiu al interiorului nucleului atomic. Ele fac parte din căutările noastre pentru găsirea legilor fundamentale ale naturii. Înainte de a putea pretinde că am descris complet comportarea materiei, trebuie să putem da un răspuns la aceste întrebări. Cu toate acestea, în general, ele nu ne vor ajuta să descriem comportarea materiei în condiții obișnuite. S-ar putea crede chiar că nu ne vor fi de nici un ajutor la folosirea legilor naturii în scopuri practice, deoarece, în majoritatea covîrșitoare a instalațiilor fizicianului, chimistului sau inginerului, nucleul atomic joacă doar rolul unei cantități fixe și invariabile, care, după orice proces chimic sau orice schimbare de temperatură, după orice tratament mecanic sau orice schimbare electrică sau magnetică, rămîne exact aceeași cu cea dinaintea procesului.

Deci studiul nucleului atomic a fost întreprins doar în scopul de a satisface o curiozitate intelectuală, însă așa cum știe desigur orice cititor s-a constatat ulterior că există condiții speciale în care din nucleele atomice se pot degaja cantități uriașe de energie. Prin descoperirea a ceea ce este acum denumit „energie atomică" a reieșit pînă la urmă că consecințele cunoașterii structurii nucleului se extind nebănuit de departe.

Cu toate acestea, rămîne adevărat că în studiul nucleului avem de-a face cu fapte care în mod normal nu se manifestă în experiențele de toate zilele. Vorbind despre atomi, am putea ilustra concluziile noastre prin fenomene ca topirea gheții sau fierberea apei, acțiunea unui magnet sau culoarea unui tub de neon. Problemele nucleului apar numai în experiențele fizicianului, care dispune de aparatură specială pentru cercetarea nucleului[1].

De aceea va fi aici necesar, mai mult decît în capitolele precedente, să dăm unele indicații asupra experiențelor în baza cărora ne-am format concepțiile actuale despre nucleu și să amintim instalațiile de producere și detectare a particulelor foarte rapide, a căror dezvoltare vertiginoasă în ultimii 25 de ani a făcut posibilă studierea nucleului.

---

[1] În prezent, energia atomică și cercetările asupra ei pătrund tot mai mult în viața practică. Astfel s-au pus în funcțiune centrale atomoelectrice, s-au construit spărgătoare de gheață și submarine atomice etc., iar nenumărate laboratoare industriale, spitale, stațiuni experimentale folosesc din plin procedee specifice fizicianului atomist. — N.R.

Începuturile fizicii nucleului sînt legate de descoperirea radioactivității. Am menționat încă în cap. 4 elementele radiu, uraniu și altele extrase din minerale, care emit trei tipuri de radiații, dintre care prezintă un interes deosebit radiațiile alfa. Acestea din urmă au fost folosite de către Rutherford în cercetările sale asupra structurii atomului. Am văzut că radiațiile alfa constau din fascicule de particule încărcate pozitiv, a căror masă și sarcină corespund cu cele ale nucleului de heliu. De unde vin ele? Purificarea chimică a radiului folosit în experiență a dat certitudinea că acesta nu era cîtuși de puțin amestecat cu heliu; singurul loc în care ar putea exista o asemenea particulă grea de sarcină pozitivă fără să modifice proprietățile chimice ale atomului de radiu ar fi în însuși interiorul nucleului. Acest lucru a fost confirmat de o serie de experiențe care au arătat că schimbările chimice care afectează mișcarea electronilor exteriori ai atomului nu pot accelera, întîrzia sau modifica în vreun fel activitatea alfa.

De îndată ce s-au format concepțiile noastre actuale asupra structurii atomului a devenit limpede că ceea ce se petrecea aici era o rupere a nucleului atomic, din care un fragment era ejectat cu viteză foarte mare. Într-adevăr, observații minuțioase au arătat că activitatea, adică intensitatea radiației unei mostre date de radiu sau de orice alt element radioactiv, scade în timp. În cazul radiului, această scădere este lentă, intensitatea radiației alfa scăzînd la jumătate abia după aproximativ 1 600 de ani; dar în cazul așa-numitei emanații de radiu (radon), gaz care însoțește radiul, din motive pe care le vom vedea imediat, activitatea scade la jumătate după circa patru zile. Să presupunem deci că dintr-o mostră de radiu scoatem prin pompare o anumită cantitate de radon, o închidem într-un tub cu pereți subțiri care lasă să treacă radiațiile alfa și facem observații asupra lor. După circa patru zile, vor ieși din tub de două ori mai puține radiații decît la începutul experienței, dar, în afară de cantitate, ele nu diferă prin nimic de cele care ies în prima oră. Singurul mod de a explica acest fenomen este de a admite că toate nucleele de radon sînt identice și indiscernabile, și că fiecare dintre ele este susceptibil de a se dezintegra după legile întîmplării și că, în medie, acest fenomen se petrece numai la două nuclee pe secundă din fiecare milion de asemenea nuclee.

Ne-am putea reprezenta aceasta în modul următor. Să presupunem că am dispune de un mare număr de cutiuțe, fiecare conținînd un mare număr de compartimente legate prin pasaje întortocheate și avînd numai o singură ieșire, astfel încît fiecare să constituie un labirint. În fiecare cutiuță plasăm o insectă despre care presupunem că se mișcă încoace și încolo, fără a cunoște drumul și fără a fi în stare să învețe ceva din experiență. Din cînd în cînd, din întîmplare, una dintre ele va găsi ieșirea și va scăpa afară, cele însă care nu au găsit-o încă vor mai rătăci la întîmplare și șansele lor de scăpare nu vor fi nici mai mici nici mai mari decît erau inițial. Dacă, după cîteva zile, jumătate din ele au reușit să iasă, cealaltă jumătate se va găsi în aceleași condiții ca la început și, după trecerea aceleiași perioade, o jumătate din numărul rămas va fi ieșit afară, astfel încît un sfert din numărul cutiilor va mai rămîne ocupat ș.a.m.d. Tot astfel și cantitatea noastră de radon va scădea la jumătate după primul interval de circa patru zile; după un același interval de timp, ea vă scădea la un sfert, apoi la o optime, apoi la o șaisprezecime din cantitatea inițială ș.a.m.d. Ce au devenit nucleele din care a fost expulzată o particulă alfa? Știm că sarcina electrică și masa se conservă. Deoarece particula alfa duce cu sine o masă de patru ori mai mare și o sarcină de două ori mai mare decît a protonului, după emisie trebuie să rămînă un nucleu a cărui sarcină este de două unități mai mică și a cărui masă este cu două unități mai mare decît a celui de radon. Un asemenea nucleu va forma un atom care, în locul celor 86 de electroni ai radonului, conține numai 84, ceea ce îi conferă proprietăți chimice diferite. Am fost astfel martorii transformării unui element chimic într-altul. Analiza chimică confirmă într-adevăr această transformare.

Aceasta înseamnă că trebuie să abandonăm cu desăvîrșire concepția pe care ne-am format-o despre atomi ca fiind obiecte indivizibile și netransmutabile. Am văzut deja în capitolele precedente că această concepție nu se aplică atomului ca un tot. Pînă acum nu am întîlnit schimbări în nucleul însuși; puteam modifica numărul electronilor din jurul nucleului, însă sarcina electrică rămasă în urma acestui proces ducea, pînă la urmă, la o restabilire a numărului corect și atomul se întorcea la forma sa normală. Aici însă avem de-a face cu o schimbare cu caracter permanent a

naturii nucleului și, în consecință, a tipului de atom pe care îl va forma.

În multe cazuri, nucleul care rămîne după procesul radioactiv este el însuși radioactiv, adică, la rîndul său, va emite o altă particulă alfa sau alt tip de radiație, despre care vom vorbi mai încolo. Putem vedea imediat aceasta din faptul că, dacă pornim de la radiu foarte pur și scoatem prin pompare toată emanația care l-ar putea însoți, după un timp se formează iarăși emanație, care se manifestă prin particulele alfa emise și care poate fi din nou pompată ca un gaz. Deducem deci că emanația de radiu este „produsul de dezintegrare" al radiului, adică nucleul său este tocmai ceea ce rămîne după ce nucleul de radiu a pierdut o particulă alfa. Produsul de dezintegrare al radonului este și el radioactiv. Astfel au fost identificate trei „familii" de elemente radioactive; în fiecare dintre acestea unul din membrii familiei este produsul de dezintegrare al celui precedent.

Vitezele cu care ies particulele alfa din aceste reacții sînt foarte mari. Se obișnuiește să se măsoare energiile lor cinetice în milioane de electronvolți (MeV). Un MeV este energia pe care o dobîndește un electron sau o particulă de sarcină electrică egală cu a electronului la străbaterea unei diferențe de potențial de 1 000 000 de volți. Pentru comparație, amintim că energiile electronilor exteriori din atomi sînt, așa cum am văzut, de cîțiva electronvolți. Energiile particulelor alfa din substanțele radioactive sînt de cîțiva MeV; de exemplu, în cazul radiului, puțin sub 5 MeV. Dacă ne amintim că energia cinetică este egală $\frac{mv^2}{2}$, m reprezentînd masa și v viteza, vedem că, cu toate că masa particulei alfa este de peste 7 000 de ori mai mare decît a electronului, viteza sa este de peste zece ori mai mare decît a electronului din atomul de hidrogen. Prin urmare, avem de-a face cu energii foarte mari (la scară atomică). Desigur, nu trebuie să uităm că pentru scopuri practice acestea nu sînt, totuși, decît cantități infime de energie, întrucît nu sîntem obișnuiți să manipulăm atomi izolați. Dacă am putea influența dezintegrarea radiului în așa fel încît să facem ca toți atomii de radiu din 20 g, de exemplu, să se dezintegreze în același timp, s-ar degaja o energie de 1 000 000 de ori mai mare decît cea a unui proces chimic obișnuit care implică același număr de atomi, cum ar fi, de exemplu, arderea unui gram de cărbune. Dar cele de mai sus nu sînt

decît speculaţii sterile, întrucît nu putem face nimic care să accelereze dezintegrarea radiului şi deci această energie nu se va degaja dintr-o dată, ci doar pe o perioadă de multe mii de ani. În cazul unei substanţe de viaţă scurtă, cum ar fi radonul, energia se degajă într-un timp mai rezonabil, dar tocmai de aceea acumularea unor cantităţi de ordinul gramelor de radon este irealizabilă, deoarece el se formează extrem de lent din radiu şi se dezintegrează aproape imediat după formare.

MECANICA ONDULATORIE REZOLVĂ ÎNCĂ UN PARADOX

Într-un sens, energiile particulelor alfa nu sînt atît de înalte cum ne-am fi aşteptat; acest fapt a constituit o dificultate serioasă la începutul cercetărilor lui Rutherford. Dacă particula alfa vine din nucleu, atunci ea este de la început supusă forţei de respingere coulombiană a sarcinilor de acelaşi fel, care o vor accelera. Dacă cunoaştem distanţa de la care a pornit particula alfa, legea conservării energiei ne permite să calculăm cîtă energie trebuie să fi acumulat ea. Conform legii lui Coulomb, potenţialul la o distanţă r de o sarcină egală cu Z sarcini electronice este $\frac{Ze^2}{r}$ şi deci energia potenţială a unei particule alfa, care poartă ea însăşi o sarcină $2e$, trebuie să fie $\frac{2Ze^2}{r}$. Această mărime trebuie să fie egală cu energia cinetică pe care a acumulat-o particula alfa în drumul său. Întrucît cunoaştem energia cu care aceasta iese în cele din urmă din atom, rezultă că ea nu a putut porni de la o distanţă r mai mică de $6 \cdot 10^{-12}$ cm, dacă, bineînţeles, la o asemenea apropiere forţa dintre nucleu şi particulă se mai supune legii lui Coulomb. Or, primele experienţe ale lui Rutherford asupra devierii particulelor alfa la trecerea lor prin materie au arătat că legea lui Coulomb este, de fapt, valabilă pînă la distanţe mult mai mici decît aceasta; astăzi ştim, din variantele moderne perfecţionate ale acestor experienţe, că raza chiar a celui mai mare nucleu este abia de $1 \cdot 10^{-12}$ cm, cu alte cuvinte de circa şase ori mai mică decît distanţa de la care ar fi trebuit să pornească particula alfa din starea de repaus pentru a ieşi din atom cu viteza pe care o are efectiv.

Această situație este tot atît de surprinzătoare ca și aceea cînd observăm o minge de tenis căzînd la picioarele noastre cu o izbitură foarte ușoară și, privind în sus pentru a vedea de unde cade, nu am vedea deasupra noastră decît un pod înalt de 100 m! S-ar părea că singurul loc de unde ar fi putut să cadă mingea ar fi acest pod, dar, pe de altă parte, dacă ar fi căzut de la o asemenea înălțime, la aterizare s-ar fi produs o ciocnire mult mai violentă.

Această dificultate a rămas nerezolvată pînă cînd s-au descoperit legile mecanicii ondulatorii, după care Gamov, pe de o parte, și Condon și Gurney, pe de altă parte, au arătat că ea reprezintă un exemplu al trecerii printr-o barieră de potențial. Am discutat acest fenomen la sfîrșitul cap. 8. Situația este ilustrată în figura 62, în care este reprezentată energia potențială a unei particule alfa în funcție de distanța sa față de nucleu. La distanțe mai mari de nucleu, singura forță este cea de respingere electrică, și deci cea mai mare parte a curbei reprezintă acțiunea legii lui Coulomb.

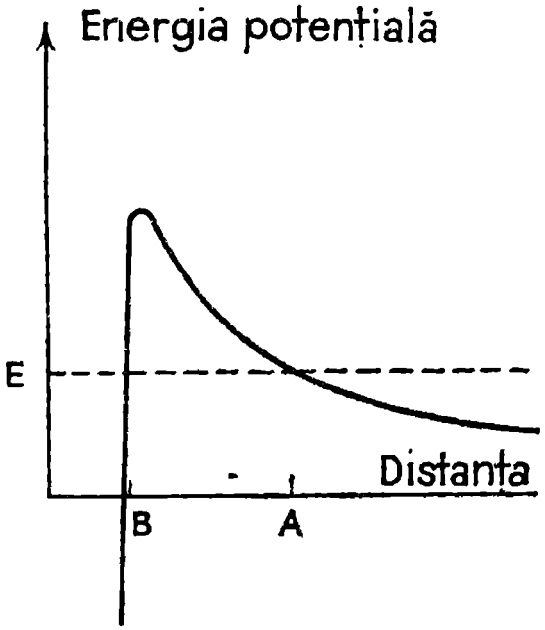

Fig. 62. Dezintegrarea alfa

Energia potențială crește pe măsura apropierii de nucleu, deoarece, apropiind o sarcină de nucleu, trebuie să învingem forța de respingere electrică. La distanțe foarte mici vor intra în joc alte forțe, pe care le vom discuta mai tîrziu și care sînt de atracție. Din această cauză curba coboară din

nou brusc. Mersul său în interiorul nucleului nu este important pentru moment. Dacă energia particulei alfa corespunde liniei punctate din figură, *A* este punctul de unde ar fi trebuit să pornească particula, din starea de repaus, pentru a fi expulzată de către forţele de respingere tocmai cu energia cinetică cu care iese ea efectiv. Particula nu ar fi putut porni din nici un punct situat între *A* şi *B*, dar la stînga lui *B* există din nou o regiune în care s-ar putea mişca cu energia dată. Se vede că această situaţie este identică, în principu, cu cea din figura 55 şi că avem de-a face cu un caz în care mecanica cuantică prevede o mică probabilitate de străbatere a barierei de potenţial pentru o particulă care porneşte din interior, adică de la stînga lui *B*, cu energia arătată în figură.

Aceste consideraţii permit să înţelegem nu numai faptul că nişte particule avînd o energie relativ atît de mică pot părăsi un nucleu mic, ci şi că probabilitatea acestui fenomen poate fi foarte mică dacă bariera de potenţial este suficient de înaltă şi de largă. Aceasta explică de ce, într-un interval scurt, numai o fracţiune extrem de mică din nuclee vor suferi dezintegrarea. Revenind la comparaţia noastră cu insecta dintr-un labirint, bariera de potenţial ia acum locul labirintului. Este limpede că probabilitatea de scăpare este cu atît mai mică, cu cît este mai mică energia particulei alfa, deoarece, dacă coborîm linia punctată din figura 62, înălţimea barierei, adică diferenţa dintre înălţimea liniei pline şi a celei punctate, creşte şi totodată creşte şi lărgimea barierei, adică distanţa dintre *B* şi *A*. Se calculează uşor timpul de înjumătăţire, adică timpul necesar pentru ca să se dezintegreze jumătate din numărul de atomi, şi cum variază acesta cu energia disponibilă. Deşi timpii de înjumătăţire variază între milioane de ani şi fracţiuni de secundă, calculele sînt în bună concordanţă cu experienţa, confirmînd astfel din nou una dintre trăsăturile importante ale mecanicii cuantice şi arătînd în acelaşi timp că în interpretarea dezintegrării alfa sîntem pe calea cea bună.

DEZINTEGRAREA NUCLEULUI

Pînă în acest stadiu, rolul jucat de specialistul în fizică nucleară se aseamănă cu acela al unui astronom care poate observa şi înregistra comportarea stelelor şi a planetelor,

dar care trebuie să le ia așa cum sînt, fără să poată influența soarta lor. Rutherford și-a propus însă să dezintegreze nucleul pe cale artificială.

El a reușit aceasta urmărind cu atenție trecerea particulelor alfa prin materie, de exemplu prin aer. Am văzut deja că, în cele mai multe cazuri, particulele alfa nu trec decît prin partea exterioară a atomului, unde nu sînt sensibil deviate din drumul lor drept. Se întîmplă însă uneori ca una dintre aceste particule să se apropie de nucleu suficient de mult pentru a fi puternic deviată de către forța electrică. Foarte rareori, cîte una se va ciocni direct de un nucleu. Aceasta se întîmplă rar, deoarece țintim orbește într-o țintă foarte mică. Am mai arătat că diametrul chiar al celui mai mare nucleu este de circa 10 000 de ori mai mic decît acela al unui atom; deci aria pe care nucleul o expune proiectilului este de o sută de milioane de ori mai mică decît cea a atomului. La trecerea pe lîngă un atom, particula nu are decît probabilitatea de 1 la 1 000 000 de „a lovi" în plin.

Este adevărat însă că, în drumul său, particula alfa trece pe lîngă foarte mulți atomi și că face, de fapt, nu o încercare, ci foarte multe. Dar aceasta nu poate continua la infinit, deoarece, trecînd prin părțile exterioare ale atomilor, particula alfa trece în apropierea electronilor și îi perturbă, ceea ce are ca urmare un fel de „frecare", deci particula pierde energie și este mereu încetinită. După un anumit număr de asemenea treceri ea se oprește, dar chiar înainte de oprire viteza sa nu mai este suficientă pentru a învinge forța de respingere care acționează împotriva apropierii sale de nucleu. Particula trece pe lîngă aproximativ 10 000 de atomi înainte de a ajunge în repaus, și aceasta îi mărește șansele de a înregistra o lovitură în plin. Probabilitatea ca ea să nimerească cel puțin o lovitură este de ordinul a 1 la 100 000 pînă la 1 la 1 000 000, în funcție de viteza inițială și de tipul de substanță prin care trece. Atunci cînd lovește în plin un nucleu, de exemplu dintr-un atom de azot din aer, particula alfa se prinde de nucleu și din acesta este aruncat afară un proton (nucleu de hidrogen). Acest proton are o viteză mult mai mare decît a particulei alfa incidente, și de aceea va parcuge o distanță mai mare înainte de a se opri. Din această cauză, în prezența a foarte

multe particule alfa, au putut fi detectaţi abia cîţiva protoni, al căror parcurs ajungea dincolo de sfîrşitul parcursului tuturor particulelor alfa.

În vremea sa, Rutherford a efectuat cercetările sale cu ajutorul unui spintariscop, un ecran de scintilaţie. Atunci cînd particulele alfa ale unei substanţe radioactive cad pe un ecran acoperit cu o sare adecvată, ele îl fac să strălucească, fenomen utilizat la cifrele şi la acele luminoase ale ceasului. Dacă particulele alfa sînt în număr mare, strălucirea este continuă, dar dacă se foloseşte o sursă foarte slabă, iluminarea devine neregulată şi se poate chiar detecta strălucirea slabă (scintilaţia) produsă de o singură particulă.

Dacă între sursă şi ecran se aşază o foiţă metalică subţire, se pot opri complet scintilaţiile, deoarece toate particulele se opresc în foiţă. Într-un metal greu, nici una dintre particulele alfa nu poate nimeri „în plin" un nucleu, datorită forţei intense de respingere a nucleelor. Dacă însă spaţiul dintre sursă şi foiţă conţine aer sau azot pur, se vor vedea din nou cîteva scintilaţii. Acestea se datoresc protonilor, care au un parcurs mai lung decît particulele alfa şi nu sînt complet opriţi în foiţă.

Rutherford a ajuns la concluzia că fiecare proton este un fragment din nucleul care a fost lovit. La capturarea unei particule alfa, care are două unităţi de sarcină pozitivă, sarcina nucleului creşte cu două unităţi, dar protonul emis poartă o sarcină, încît pînă la urmă sarcina nucleului va creşte cu o unitate, nucleul de azot transformîndu-se astfel într-un nucleu de oxigen.

În acea vreme cercetările în acest domeniu erau lente şi laborioase, din cauza a două limitări. Sursele de radiaţie disponibile pentru bombardare erau limitate, deoarece nu se putea dispune decît de radiaţia radioactivă naturală. Detecţia particulelor era dificilă, deoarece folosirea spintariscopului impunea observatorului să stea ore întregi în întuneric total, urmărind scînteieri foarte slabe care abia erau detectabile de către un observator cu multă răbdare. Fizica nucleară a fost deci revoluţionată de noile instalaţii care ne-au pus la dispoziţie fascicule de particule mult mai intense şi metode de detecţie cu mult mai comode şi mai sensibile.

Una dintre cele mai vechi metode de detecție o constituie camera cu ceață, inventată de C.T.R. Wilson. În această instalație, vaporii de apă se condensează în picături mici pe ionii formați de o particulă încărcată rapid pe parcursul său, smulgînd la ciocnire electronii din atomi. Această condensare are ca urmare formarea unei urme în totul similare urmelor de vapori produse în condiții atmosferice adecvate de către avioanele de mare altitudine. Figura 63 reprezintă urmele dintr-o fotografie luată într-o asemenea cameră cu ceață. În partea de jos a figurii se află o sursă de particule alfa. Se pot vedea urmele drepte ale multor particule alfa. Una dintre ele a suferit o ciocnire cu un atom de azot, așa cum s-a descris mai sus. Se vede urma mai subțire a protonului rezultat (mai subțire din cauză că se mișcă cu viteză mai mare), iar urma mai groasă reprezintă nucleul, care după ciocnire suferă un recul. Primele fotografii de acest tip, în care se poate vedea o ciocnire nucleară, au fost obținute de Blackett. Ceva mai departe vom descrie o metodă similară în care se folosesc plăci fotografice.

O altă metodă importantă de detecție folosește spațiul dintre cele două plăci ale unui condensator electric plan pe care este aplicată o diferență de potențial adecvată, astfel încît electronii care sînt smulși din atom la trecerea unei particule încărcate sînt atrași de placa încărcată pozitiv. În felul acesta, prin condensator trece un mic puls de curent care este apoi amplificat de dispozitive electronice și poate fi înregistrat prin mijloace mecanice sau pe orice altă cale. O asemenea instalație este cunoscută sub numele de contor (sau tub numărător). Cele mai cunoscute tipuri de contori sînt contorul Geiger și contorul Geiger-Müller, în care potențialul aplicat între un fir metalic și tubul care îl înconjură este la limita declanșării unei descărcări electrice. Este suficient ca în drumul său o particulă să pună în libertate cîțiva electroni pentru ca să se declanșeze o descărcare. Instalația este astfel concepută, încît descărcarea să dureze un timp foarte scurt, așa ca contorul să fie în măsură să înregistreze particula următoare. Una dintre ultimele instalații elaborate se bazează pe vechea idee a spintariscopului, numai că, prin combinarea vechiului ecran de scintilație sau, în mod alternativ, a unui cristal mare și transparent cu o versiune modernă a celulei fotoelectrice, licărirea poate

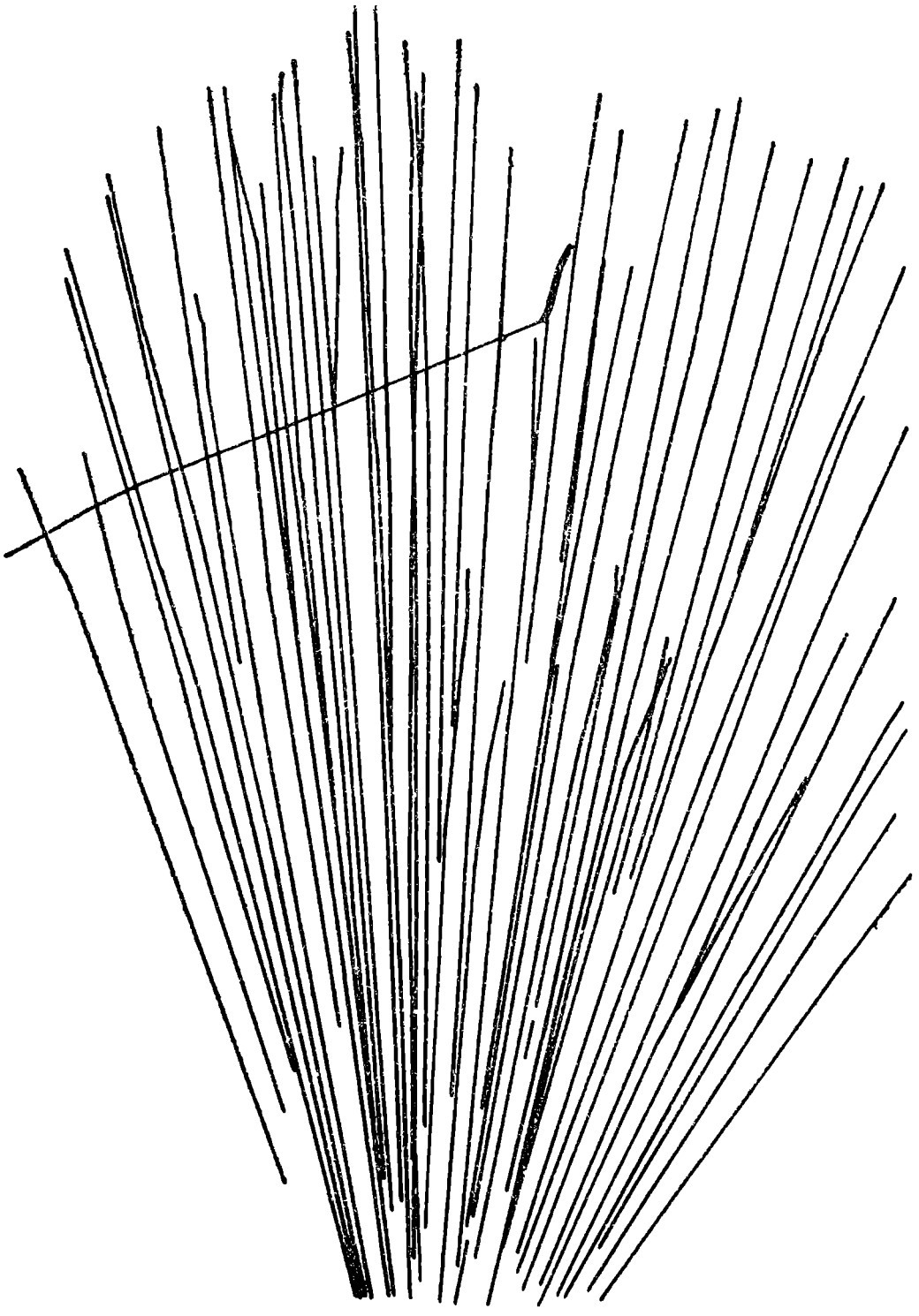

Fig. 63. Urme de particule alfa într-o cameră cu ceaţă. Se vede urma unui proton azvîrlit dintr-un nucleu de azot

fi detectată pe cale electrică și deci nu mai este necesar să ne bazăm pe ochiul unui observator rutinat; astfel numărătoarea devine mai ușoară, mai rapidă și mai sigură.

Totodată, s-au făcut progrese mari și în ceea ce privește producerea pe cale artificială a fasciculelor de particule rapide. Prima realizare de acest tip se datorește lui Cockcroft și Walton: aceștia au elaborat un circuit electric în care, cu ajutorul unor transformatori și redresori, se aplică între capetele unui tub vidat o diferență de potențial de cîteva sute de kilovolți (adică cîteva sute de mii de volți). La capătul pozitiv al acestui tub, o mică descărcare electrică smulge electronii din jurul protonilor sau al altor nuclee. Acestea sînt apoi accelerate de cîmpul electric și părăsesc tubul la capătul negativ cu o energie de cîteva sute de MeV. Cu ajutorul acestui aparat, Cockcroft și Walton au putut dezintegra nuclee atomice fără a folosi radiații radioactive.

O variantă importantă a acestei instalații este generatorul Van de Graaff, care are un tub de accelerare similar, dar folosește o altă metodă pentru generarea tensiunii constante. Astăzi multe laboratoare de fizică nucleară sînt dotate cu asemenea instalații de tensiune înaltă, fie de tipul Cockcroft-Walton, fie de tipul Van de Graaff, care pot accelera particulele pînă la cîțiva MeV.

Obținerea unor energii și mai înalte prin asemenea metode directe ar fi dificilă, deoarece o diferență de potențial de un milion de volți poate produce o scînteie în aer pe o distanță de ordinul metrilor. De aceea lungimea unui tub la capetele căruia există o asemenea diferență de potențial trebuie să fie foarte mare pentru a evita producerea acestor scîntei, care ar face imposibilă obținerea unor tensiuni atît de mari. Se poate merge ceva mai departe, închizînd întreaga instalație într-o incintă umplută cu aer sau alt gaz la presiune ridicată, ceea ce micșorează posibilitatea formării de scîntei, dar totuși se pare că prin această metodă nu s-ar putea merge mai departe de cîțiva MeV.

Această limitare este înlăturată prin folosirea unor instalații în care se accelerează particulele fără a utiliza diferențe de potențial foarte mari. Dintre ele, cel mai ușor de descris este acceleratorul liniar, format în principiu dintr-o serie de tuburi metalice scurte care se succed ca în figura 64. Acestor tuburi li se aplică o tensiune alternativă, astfel încît, atunci cînd primul se află la un potențial pozitiv, al doilea este negativ, al treilea din nou pozitiv etc. Să consi-

derăm o particulă încărcată pozitiv (de exemplu un proton) care trece din primul tub în cel de-al doilea atunci cînd primul este pozitiv. Cînd trece prin spaţiul dintre tuburi, particula se află într-un cîmp accelerator şi viteza sa creşte. Tubul are o asemenea lungime, încît, atunci cînd particula a ajuns la capătul celui de-al doilea tub, potenţialul se

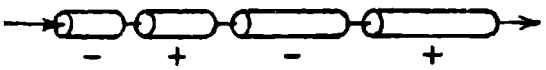

Fig. 64. Acceleratorul liniar

inversează, şi deci acum al doilea tub este pozitiv, iar cel de-al treilea negativ. Astfel particula este din nou accelerată. Dacă o particulă trece astfel prin intervalul dintre 10 tuburi, energia pe care o dobîndeşte este egală cu de zece ori cea pe care o primeşte într-un singur interval şi, prin urmare, particula capătă aceeaşi energie pe care ar dobîndi-o dacă ar parcurge o diferenţă de potenţial de zece ori mai mare decît cea existentă între două tuburi. În principiu, această instalaţie poate fi extinsă oricît de mult, dar alimentarea cu energie electrică a unui mare număr de asemenea intervale de accelerare este dificilă.

Această dificultate este înlăturată în „ciclotronul" inventat de E.O. Lawrence. În această instalaţie se aplică o tensiune alternativă între două jumătăţi de „cutii" metalice separate, numite duanţi, aşezate cu partea deschisă faţă în faţă. Prin aplicarea unui cîmp magnetic se produce o curbare a traiectoriei particulelor încărcate. Am văzut că, într-un cîmp magnetic, o particulă încărcată este deviată de la traiectoria sa rectilinie şi descrie un cerc. Raza cercului creşte cu creşterea vitezei particulei, dar, atît timp cît relativitatea nu joacă un rol important, timpul de revoluţie este acelaşi pentru o particulă lentă care se roteşte pe un cerc mic şi pentru o particulă rapidă care se roteşte pe un cerc mai mare. Frecvenţa curentului alternativ este astfel ajustată, încît să treacă printr-un ciclu complet, în timp ce particulele efectuează o revoluţie completă. Lucrurile se pot aranja astfel, încît particulele să treacă dintr-o cutie în cealaltă atunci cînd prima se află la potenţial pozitiv şi cea de-a doua la potenţial negativ şi să se întoarcă atunci cînd potenţialul este inversat. Astfel particulele sînt accelerate de două ori în cursul unei rotaţii. În această instalaţie, parti-

culele pot fi aduse pînă la energii corespunzînd multor milioane de volți, în timp ce potențialul alternativ dintre cutii este de numai o fracțiune dintr-un milion de volți. Pentru cercetările uzuale în fizica nucleară se construiesc ciclotroane ale căror energii se situează între cîțiva MeV și 20—30 MeV.

În ultimii ani, interesul fizicienilor s-a axat pe energii și mai înalte. Există acum ciclotroane care pot accelera protonii pînă la 400 sau 500 MeV.[1] Aceasta este egală cu aproximativ jumătate din energia de repaus a protonului și deci relativitatea nu mai este neglijabilă. În acest caz nu mai este valabilă afirmația că perioada de revoluție a unei asemenea particule este aceeași indiferent de energia sa, ci perioada începe să crească în mod apreciabil, astfel încît în mașinile capabile să producă asemenea energii înalte trebuie adoptată o schemă ceva mai complicată. În loc de a menține constantă frecvența curentului alternativ, ea se micșorează pe măsură ce un grup de particule este accelerat, astfel ca frecvența să se mențină în pas cu mișcarea lor. O asemenea mașină va accelera numai particulele care își încep mișcarea la momentul potrivit, și astfel se produce nu un fascicul continuu de particule, ci o serie de „pulsuri" de particule. Atunci cînd un grup de particule a fost accelerat pînă la energia maximă, frecvența crește din nou și mașina este în măsură să acționeze asupra următorului grup de particule.

Pe acest principiu nu există nici o limită pentru energia ce poate fi atinsă, cu rezerva însă că o particulă de energie foarte înaltă se mișcă pe un cerc de rază foarte mare, necesitînd deci un cîmp magnetic extins, adică un magnet foarte mare. Aceste mașini sînt deci foarte costisitoare și greu de realizat. Pentru a micșora dimensiunile magnetului se poate proceda în așa fel, încît mișcarea particulelor să fie menținută pe un cerc fix în loc de o spirală, ca în ciclotron, ceea ce se realizează făcînd să varieze și cîmpul magnetic în timpul cît durează accelerarea fiecărui grup de particule, adică pornind de la un cîmp magnetic foarte slab și făcîndu-l să crească pe măsură ce particulele se accelerează. În acest caz, cîmpul magnetic poate fi aplicat numai pe o regiune inelară, în care se mențin particulele de la început pînă la sfîrșit. O asemenea mașină, în care variază atît intensitatea

[1] În prezent funcționează în numeroase laboratoare ciclotroane care accelerează protoni pînă la energii de 600—700 MeV. — *N.R.*

cîmpului magnetic, cît și frecvența cîmpului electric se numește „sincrotron". În momentul la care a fost scrisă cartea s-au atins prin această metodă energii de cîteva mii de MeV și erau în proiect mașini care să meargă pînă la 20 000 sau 30 000 MeV[1]. Totuși descrierea acestor mașini nu ține de acest capitol, deoarece ele sînt utilizate în special pentru probleme care vor fi studiate în capitolul următor.

NEUTRONI, IZOTOPI, DEFECT DE MASĂ

După această scurtă trecere în revistă a instalațiilor și metodelor fizicianului atomist, să ne întoarcem la rezultatele cercetărilor sale.

Un pas foarte important în direcția înțelegerii structurii nucleului s-a făcut în 1932, prin descoperirea neutronului de către Chadwick. Neutronul este o particulă de aproximativ aceeași masă cu protonul (de fapt el este ceva mai greu), dar deosebindu-se de acesta prin faptul că nu are sarcină electrică. Așa cum indică numele său, este neutru din punct de vedere electric. Neutronii se produc pe aceeași cale ca și protonii din prima experiență a lui Rutherford, și anume prin ciocnirea unor particule încărcate cu nucleul.

Atunci cînd neutronii trec prin materie, ei nu exercită nici o forță asupra electronilor și, prin urmare, pot trece pe lîngă atomi fără să-i perturbe și fără să piardă în drumul lor energie. Neutronii își continuă deci mișcarea pînă cînd nimeresc un nucleu atomic și nu pot fi detectați decît prin urmările unei asemenea ciocniri. De aceea neutronii sînt proiectile foarte comode pentru bombardarea nucleelor atunci cînd vrem să studiem comportarea acestora. În timp ce o particulă încărcată, cum ar fi protonul sau particula alfa, este frînată în mod normal încă înainte de a ajunge la un nucleu, neutronul își continuă totdeauna mișcarea pînă cînd are loc o asemenea ciocnire. Cu toate acestea, întrucît nu există nici un mijloc de a accelera neutronii pînă la energii înalte, principalele surse de neutroni de care poate dispune fizicianul (cu excepția reactorilor, asupra cărora vom reveni) se bazează pe bombardarea nucleelor cu particule

[1] În prezent au fost realizați acceleratori de protoni (sincrotroane de protoni sau sincrofazotroane) capabile de a accelera protonii pînă la energii de 30 000 MeV. — *N.R.*

încărcate, rapide. Deşi aproape fiecare neutron produce o ciocnire utilă, pentru a putea dispune de ei trebuie mai întîi să se accelereze un mare număr de particule încărcate, dintre care cele mai multe se pierd, cu care să se bombardeze apoi ţinte şi să se producă neutroni.

Faptul că prin ciocnirea nucleelor se pot expulza din ei protoni şi neutroni ne sugerează că aceste particule sînt conţinute în orice nucleu; astăzi ştim, într-adevăr, că nucleele sînt construite în întregime din neutroni şi protoni.

Aceasta explică imediat un fapt care fusese observat de foarte multă vreme, şi anume că greutatea atomică a multor elemente reprezintă aproape exact multipli ai greutăţii atomice a hidrogenului. De exemplu, masa particulei alfa (nucleu de heliu) este egală cu aproape exact de patru ori masa protonului. Întrucît sarcina sa electrică este egală cu de două ori sarcina protonului, se impune concluzia că el este format din doi protoni şi doi neutroni. Tot astfel, nucleul de oxigen, care are 8 unităţi de sarcină şi 16 unităţi de masă, este format din 8 protoni şi 8 neutroni.

Înainte de a putea accepta această explicaţie, trebuie să înţelegem de ce greutatea atomică a unor elemente nu se supune acestei reguli. Un exemplu tipic de asemenea excepţie îl constituie cazul clorului, a cărui greutate atomică este de aproximativ 35,5. Pentru aceste cazuri, explicaţia a fost dată încă cu mult înainte de către Soddy, care a emis ipoteza că elementele în cauză ar fi, de fapt, constituite din amestecuri de atomi de diferite tipuri, care din punct de vedere chimic nu se pot distinge unii de alţii. Cu alte cuvinte, atomii de clor nu sînt toţi identici. Unii dintre ei au nuclee cu masa de 35 de unităţi de masă, iar alţii au nuclee cu o masă de 37 de unităţi. Ambii au aceeaşi sarcină, respectiv 17 sarcini protonice, şi deci ambele tipuri de atomi conţin 17 electroni, ceea ce determină comportarea lor chimică. Asemenea atomi, avînd aceeaşi natură chimică, dar mase diferite, sînt cunoscuţi sub denumirea de izotopi (provenită din cuvinte greceşti care arată că ei ocupă acelaşi loc în seria elementelor). Această ipoteză a fost confirmată cu ajutorul spectrografului de masă, inventat de Aston. În acest aparat se deviază fasciculele de ioni cu ajutorul unor cîmpuri electrice şi magnetice. Din amplitudinea devierii se poate determina pentru fiecare tip de ioni raportul dintre sarcină şi masă, aşa cum am văzut în cap. 4. Dacă se analizează clorul cu ajutorul spectrografului de masă, pe

placa înregistratoare se observă două linii distincte. Una reprezintă urma lăsată de atomii de clor cu masa 35, iar cealaltă se datorește atomilor de masă 37, care, fiind ceva mai grei, sînt mai puțin deviați de la traiectoria lor rectilinie. Cercetările de acest tip au dovedit că cele mai multe elemente sînt, de fapt, amestecuri de izotopi, dar în multe cazuri unul dintre izotopi este mult mai abundent decît ceilalți, astfel încît greutatea atomică medie măsurată de chimist este foarte apropiată de aceea a unui singur izotop.

Știind că nucleele atomice sînt formate din neutroni și protoni, tragem concluzia că diferiții izotopi ai aceluiași element trebuie să conțină același număr de protoni (pentru a avea aceeași sarcină electrică), dar un număr diferit de neutroni. De exemplu, cei doi izotopi ai clorului menționați conțin fiecare cîte 17 protoni, însă unul conține 18, iar celălalt 20 de neutroni. S-a constatat că și cel mai simplu element, hidrogenul, are doi izotopi naturali. Al doilea este așa-numitul hidrogen greu, de greutate atomică 2 și al cărui nucleu constă în mod evident dintr-un proton și un neutron. El este foarte puțin abundent, constituind abia o parte la 500 000 de părți de hidrogen obișnuit. Există chiar o foarte mică diferență de comportare chimică între hidrogenul obișnuit și hidrogenul „greu", și din această cauză acestuia i s-a dat un nume chimic distinct: deuteriu; nucleul său este denumit deuteron.

Nu vom cerceta cauza acestei mici diferențe chimice; ea este legată de efectele cuantice care apar la vibrația atomului de hidrogen sau de deuteriu în interiorul moleculei.

Ar trebui acum ca masa unui anumit nucleu sau greutatea atomică a unui izotop pur să fie exact egală cu suma maselor tuturor protonilor și neutronilor pe care îi conține. Dar nici aceasta nu corespunde exact realității. Se constată că greutatea atomică a oricărui nucleu este ceva mai mică decît suma părților sale componente. Acest fapt a fost verificat atît prin experiențe de precizie în spectrograful de masă, cît și prin compararea greutăților atomice măsurate de chimist în acele cazuri în care un singur izotop al fiecărui element era prezent în cantitate sensibilă. De exemplu, deși greutatea atomică a oxigenului ar trebui să fie de 16 ori mai mare decît a hidrogenului (neutronul fiind ceva mai greu decît protonul), ea este, de fapt, cu aproximativ 1% mai mică.

Acest „defect de masă" a fost explicat cu ajutorul echivalenței masei și energiei, care constituie una dintre legile relativității (vezi cap. 6). La formarea unui nucleu de oxigen prin combinarea a 8 protoni și 8 neutroni trebuie să se pună energie în libertate, și invers, pentru a putea scinda un nucleu de oxigen în părțile sale componente, trebuie să se cheltuiască energie. Cu alte cuvinte, nucleul conține mai puțină energie decît ar corespunde celor 8 protoni și 8 neutroni luați separat, și, întrucît masa și energia sînt echivalente, micșorarea energiei trebuie să echivaleze cu micșorarea masei. Astăzi știm, din studiul ciocnirilor nucleare, cîtă energie este necesară pentru a expulza o particulă din nucleu și cîtă se pune în libertate la capturarea, de exemplu, a unui deuteron într-un nucleu de azot pentru a forma un nucleu de oxigen.

Tot astfel putem afla cîtă energie se pune în libertate la formarea azotului din nuclee și mai ușoare, și în felul acesta putem afla că energia de legătură totală a nucleului de oxigen este de aproximativ 120 MeV. Dacă împărțim această valoare la pătratul vitezei luminii, rezultă, conform relației lui Einstein, cu cît se micșorează masa. Întrucît un MeV este energia echivalentă masei a doi electroni, rezultă că „defectul de masă" trebuie să fie de aproximativ 250 de mase electronice, adică ceva mai mult de 1% din masa atomului de oxigen. La compararea defectelor de masă și a energiilor de legătură se obține în toate cazurile o concordanță perfectă, confirmîndu-se astfel din nou atît concepțiile asupra structurii nucleului, cît și principiile relativității.

FORȚELE NUCLEARE

Următoarea problemă fundamentală care se pune este cea a naturii forțelor care țin laolaltă neutronii și protonii dintr-un nucleu. Este limpede că nu poate fi vorba de forțe electrice, întrucît toți protonii au sarcini de același semn și, prin urmare, ar trebui să se respingă reciproc, nicidecum să se atragă; neutronii nu au nici un fel de sarcină.

Este, de asemenea, limpede că aceste forțe trebuie să fie mult mai puternice decît forțele electrice. Aceasta se poate vedea din faptul că nucleul are un diametru de aproximativ 100 000 de ori mai mic decît cel al atomului. Energia poten-

țială relativă a două sarcini electrice variază invers proporțional cu distanța dintre ele și ar trebui deci ca energiile din nucleu să fie de 100 000 de ori mai mari decît cele din atom. Și pentru că în atom ele sînt de ordinul cîtorva electronvolți, în nucleu ar trebui ca între două particule să se exercite forțe de ordinul a mai puțin de 1 000 000 de volți. Însă energia de atracție care ține în nucleu oricare particulă este în general de ordinul a 6—8 000 000 de electronvolți. Ambele argumente dovedesc că în interiorul nucleului trebuie să acționeze un alt tip de forțe și că acestea se exercită atît asupra protonilor, cît și asupra neutronilor. Ele poartă numele de forțe nucleare și găsirea legilor precise care le guvernează constituie una dintre problemele centrale ale fizicii nucleare, problemă care nu este încă complet rezolvată.

În această privință, dezvoltarea fizicii nucleare este foarte diferită de istoria atomului. De îndată ce s-a constatat că atomul conține particule încărcate electric, nimeni nu s-a îndoit că principalele forțe dintre ele se datoresc interacțiunii electrostatice și se supun legii lui Coulomb. În acest caz, dificultatea constă în aceea că (vezi cap. 7 și 8) legile generale ale mecanicii au trebuit rafinate înainte de a putea fi aplicate atomului. Pe de altă parte, toate dovezile experimentale obținute pînă acum arată că legile generale ale mecanicii cuantice, care sînt atît de bine confirmate în domeniul atomic, sînt aplicabile și la scara mai redusă a nucleului. Dar nu dispunem de cunoștințe precise asupra naturii forțelor nucleare și trebuie să ne extragem informațiile asupra lor din observațiile asupra comportării nucleelor, de exemplu în cazul ciocnirilor.

Pe această cale au devenit evidente unele trăsături generale ale acestor forțe. În primul rînd, după cum am remarcat deja, pentru a putea explica energia de legătură a nucleelor, forțele trebuie să fie puternice, cu mult mai puternice decît forțele electrice care ar acționa pe distanțele respective între sarcini izolate. Se știe, de asemenea, că aceste forțe trebuie să aibă rază de acțiune mică, deoarece ele descresc cu distanța mult mai repede decît forțele electrostatice. Într-un sens, aceasta rezultă deja din vechile experiențe ale lui Rutherford, care au arătat că devierea particulelor alfa la trecerea prin materie poate fi explicată prin acțiunea forței coulombiene datorite sarcinii electrice a nucleului. Experiențe mai precise au arătat că, de fapt, legea lui Cou-

lomb rămîne valabilă chiar atunci cînd particula alfa se apropie atît de mult de nucleu, încît ajunge aproape în contact cu el. Cu alte cuvinte, chiar dacă între nucleu şi particula alfa este o distanţă foarte mică, forţele nucleare sînt încă neglijabile în comparaţie cu cele coulombiene. Aceleaşi concluzii rezultă şi din faptul că bariera de potenţial reprezentată în figura 62 dă cu o mare precizie viaţa medie a particulelor alfa găsită experimental dacă punctul B se alege astfel încît să fie situat la o distanţă egală cu suma razelor particulei alfa şi a nucleului.

O evaluare mai bună a razei de acţiune a forţelor nucleare se obţine din experienţele de împrăştiere a neutronilor pe protoni. În forma cea mai simplă din punct de vedere teoretic, experienţa se face în modul următor: se trece un fascicul de neutroni prin hidrogen gazos şi se urmăreşte cîţi neutroni sînt deviaţi de la traiectoria rectilinie iniţială şi sub ce unghi; dacă am avea de-a face cu o forţă de rază de acţiune mare, ca forţa coulombiană, ar trebui ca neutronii care trec la o distanţă mai mare de un proton să fie doar foarte puţin deviaţi, iar cei care trec mai aproape să sufere o deviere mai mare. Ar trebui deci ca cele mai multe particule să fie doar puţin deviate şi numai cîteva dintre ele să iasă sub unghiuri mari, întocmai ca în experienţele lui Rutherford asupra devierii particulelor alfa.

În realitate se observă însă că foarte puţini neutroni se ciocnesc cu nucleele de hidrogen, dar că toţi sînt atît sub unghiuri mari, cît şi sub unghiuri mici. Aceasta este exact comportarea la care trebuie să ne aşteptăm în cazul împrăştierii undelor pe o neomogenitate locală foarte mică, de dimensiuni mai mici decît lungimea de undă. Prin urmare, putem trage concluzia că efectul forţelor nucleare este limitat la o distanţă mai mică decît lungimea de undă a neutronilor folosiţi în aceste experienţe, cu energii pînă la cîţiva MeV. Cunoscînd fracţiunea de neutroni împrăştiaţi la trecerea printr-o cantitate dată de hidrogen şi modul cum variază acest număr cu energia neutronilor, se poate deduce că forţele nucleare acţionează numai pe o distanţă de aproximativ $2 \cdot 10^{-13}$ cm, distanţă mică chiar la scara atomică.

Asemănător putem studia şi trecerea protonilor prin hidrogen gazos. Desigur, în acest caz vom observa multe devieri cu unghiuri mici datorită respingerii electrice dintre protonii în mişcare şi cei din hidrogenul gazos, dar la ener-

gii înalte și la unghiuri mari se obține o împrăștiere suplimentară datorită forțelor nucleare. Rezultatul interesant al acestei experiențe constă în faptul că forța nucleară dintre doi protoni se dovedește a fi exact aceeași ca între un neutron și proton.

Întrucît un neutron și un proton pot fi menținuți laolaltă datorită interacțiunii lor reciproce, formînd un deuteron, la prima vedere s-ar putea presupune că problema analogă a interacțiunii mutuale dintre doi protoni trebuie să ducă de asemenea la existența unei stări legate, în care doi protoni să se mențină laolaltă. Ei ar forma astfel un nucleu de masă 2 și sarcină 2, cu alte cuvinte un izotop de heliu de greutate atomică 2. De fapt însă lucrurile nu stau așa.

Motivul trebuie căutat în principiul de excluziune al lui Pauli, care a fost discutat în cap. 8 pentru cazul electronilor și care este de asemenea valabil pentru protoni și neutroni. Conform acestui principiu, doi protoni nu se pot găsi exact în aceeași stare de mișcare dacă spinii lor sînt paraleli. Pe de altă parte, protonul și neutronul sînt particule diferite, deci principiul de excluziune nu impune nici o restricție în ceea ce privește stările lor de mișcare. Se constată că singura stare legată a deuteronului este aceea în care cele două particule se mișcă în același fel și au spinii paraleli; pentru două particule identice, de exemplu doi protoni, o asemenea stare ar contraveni principiului lui Pauli.

Avem toate motivele să credem că și forța nucleară dintre doi neutroni ar fi aceeași ca între doi protoni sau între un neutron și un proton. Aceasta nu se poate verifica direct, deoarece în practică nu putem observa ciocnirea dintre doi neutroni (nu dispunem niciodată în practică de suficient de mulți neutroni pentru a-i folosi drept țintă pe care s-o bombardăm cu alți neutroni și să obținem astfel o ciocnire directă. Totuși știm că forțele de interacțiune neutron-neutron și proton-proton trebuie să fie în totul similare, deoarece fiecare nucleu manifestă o comportare asemănătoare cu a nucleului pe care l-am obține schimbînd toți neutronii cu protoni și viceversa. De exemplu, energia de legătură și comportarea la ciocniri a izotopului de hidrogen cu masa 3 (tritiul, care este extrem de rar în natură, dar poate fi fabricat în laborator), care constă dintr-un proton și doi neutroni, sînt în totul similare cu cele ale izotopului de heliu de aceeași masă, dar care conține doi protoni și un neutron. Acesta din urmă este ceva mai puțin

puternic legat, dar această diferență corespunde tocmai celei la care ar trebui să ne așteptăm ca urmare a respingerii mutuale dintre cei doi protoni. Această comparație, ca și altele asemănătoare, dovedește că forțele nucleare dintre protoni și neutroni sînt perfect simetrice.

Constatăm, așadar, că există aceeași forță între doi protoni, doi neutroni sau un proton și un neutron, și această regulă, denumită independența de sarcină a forțelor nucleare, duce la o simplificare sensibilă a problemei. Alte amănunte asupra forțelor nucleare se obțin din experiențele la energii mai înalte, de ordinul a cîtorva sute de MeV, care au devenit posibile datorită existenței acceleratorilor de particule de energii mari, despre care am amintit în acest capitol. La aceste energii, lungimea de undă a particulelor-proiectil devine mai mică decît raza de acțiune a forțelor nucleare și apar imagini de difracție mai complicate.

Prezintă interes special o anumită observație. La cîteva sute de MeV, energia cinetică a particulelor este mult mai mare decît energia lor potențială mutuală la distanță foarte mică, care este de ordinul 30 — 50 MeV, și, prin urmare, ar trebui să ne așteptăm ca particula incidentă să fie doar foarte ușor deviată. Cu alte cuvinte, atunci cînd bombardăm hidrogen cu neutroni de energii atît de înalte, ar trebui ca majoritatea neutronilor împrăștiați să fie emiși aproape direct înainte, fiind deviați doar sub unghiuri mici.

Experiențele arată, într-adevăr, că mulți dintre neutronii deviați zboară aproape direct înainte, dar un număr egal de neutroni este deviat sub unghiuri mari, protonul fiind azvîrlit aproape exact înainte. Aceasta ar fi explicabil numai dacă forțele ar fi în parte „forțe de schimb". Prin forțe de schimb înțelegem forțele al căror rezultat este schimbarea identității între particule, astfel încît particula care zboară înainte să devină proton și să poarte sarcină electrică, în timp ce particula care a fost lovită și care capătă un ușor recul să devină neutron. Existența unor asemenea forțe de schimb a fost într-adevăr prevăzută teoretic, cu mult înainte să fi devenit posibile experiențele la energii înalte, din felul cum variază energiile de legătură ale nucleelor mai grele. Expunerea raționamentelor care au dus la această concluzie ne-ar duce însă la probleme prea complicate.

Astăzi dispunem de informaţii detaliate asupra forţelor nucleare care ne arată că aceste forţe au o natură foarte complexă. De exemplu, se ştie că forţele nucleare dintre două particule depind de orientarea spinilor lor, paraleli sau opuşi (am mai menţionat că neutronul şi protonul se atrag suficient de puternic pentru a forma o stare legată numai atunci cînd spinii lor sînt paraleli). Atunci cînd spinii celor două particule sînt paraleli, forţa dintre ele nu este, ca în cazul forţelor electrice dintre două sarcini, numai o forţă de atracţie reciprocă, ci acţionează şi într-o direcţie diferită, tinzînd să le aşeze astfel încît linia ce le uneşte să devină paralelă cu direcţia spinilor lor. Există de asemenea indicaţii că forţele depind de direcţia (în raport cu cea a spinilor particulelor) momentului cinetic rezultat din rotaţia uneia în jurul celeilalte. Există de asemenea multe alte complicaţii.

MODELUL ÎN PĂTURI. STĂRI EXCITATE

Chiar dacă am cunoaşte cu precizie legile care guvernează forţele nucleare, calcularea mişcării neutronilor şi a protonilor în alte nuclee decît cele mai simple încă ar fi o problemă dificilă. Această dificultate este analogă cu cea care apare şi în cazul atomilor. Am văzut că în cazul atomilor putem clasifica stările posibile ale atomului considerînd că electronii se mişcă independent unul de altul. Astfel se presupunea că fiecare electron se mişcă într-un cîmp potenţial, care reprezintă atracţia nucleului şi respingerea medie datorită tuturor celorlalţi electroni. Tot astfel putem trata nucleul considerînd fiecare neutron şi proton ca mişcîndu-se independent de ceilalţi într-un cîmp potenţial, care reprezintă atracţia medie datorită tuturor celorlalte particule laolaltă. Tot ca în cazul atomului, stării celei mai joase îi corespunde absenţa rotaţiei, şi, conform principiului lui Pauli, în această stare se pot afla doi neutroni (cu spini opuşi) şi doi protoni. Dacă li se mai adaugă o particulă, aceasta trebuie să ocupe următorul nivel şi, prin urmare, ea este legată mai puţin puternic. Un nucleu constînd din doi neutroni şi doi protoni, adică o particulă alfa, ar trebui să constituie deci, din acest punct de vedere, o grupare deosebit de stabilă, astfel încît să fie necesară o energie foarte mare pentru a îndepărta din ea

o particulă, iar la adăugarea încă a unei particule să se cîştige mult mai puţină. Experienţa confirmă într-adevăr aceasta. De aici se vede şi de ce particulele alfa apar în mod natural ca produs de dezintegrare al radiului şi al altor nuclee radioactive.

Similar se pot trata şi celelalte nuclee, şi aceasta conduce la „modelul în pături", care a fost foarte util pentru înţelegerea multor regularităţi ce apar în tabloul nucleelor. Totuşi, mult mai mult decît în cazul atomului, el rămîne un model foarte grosolan, ceea ce nu este de mirare. Datorită razei mici de acţiune a forţelor nucleare, un neutron care se mişcă într-un nucleu nu este supus, de fapt, acţiunii forţelor exercitate de toate celelalte particule, ci numai de cele din imediata sa vecinătate; în consecinţă, mişcarea sa este cu mult mai puternic influenţată de ceea ce se petrece cu vecinii săi decît mişcarea unui electron atomic. De această influenţă nu ţine seama modelul în pături, care tratează particulele ca mişcîndu-se independent unele de altele.

Pînă acum am vorbit aproape numai despre nucleele în starea lor normală. Dar, ca şi atomul, nucleul poate fi de asemenea într-o stare excitată, de energie mai mare. Ca şi atomul, el pierde în general această energie prin emiterea unuia sau a mai multor fotoni şi se întoarce la starea normală. Prin urmare, ori de cîte ori nucleele sînt puternic excitate, trebuie să ne aşteptăm la apariţia unor fotoni de mare energie, adică la radiaţie gamma. Nucleele sînt excitate prin dezintegrarea radioactivă, de exemplu prin emisia de particule alfa, ca rezultat apărînd radiaţiile gamma care s-a observat că însoţesc în multe cazuri dezintegrarea radioactivă. Nucleele pot fi excitate şi prin bombardarea din exterior, şi aceasta dă posibilitatea să studiem aproape pentru toate nucleele emisia radiaţiilor gamma şi să deducem de aici energiile stărilor lor excitate.

Alte informaţii asupra acestor stări excitate se obţin din studiul pierderilor de energie ale particulelor la ciocnirile nucleare (energia pierdută de particulă se consumă pentru excitarea nucleului) şi din bilanţul energetic al reacţiilor, la sfîrşitul cărora unul sau mai multe nuclee ajung în stări excitate.

Studiul nivelelor nucleare de energie, sau spectroscopia nucleară, a dus astfel la obţinerea unei cantităţi enorme

de date experimentale, care pot fi folosite pentru a lămuri mai în detaliu problemele legate de forţele nucleare şi de mişcările din interiorul nucleului.

RADIAŢIA BETA

Nu am menţionat pînă acum radiaţiile beta, care au fost cunoscute de asemenea de la primele cercetări asupra radioactivităţii. Prin radiaţii beta se înţeleg radiaţiile emise de unele nuclee, care constau, aşa cum a arătat Rutherford, din electroni rapizi. De unde vin aceşti electroni? S-ar putea crede că şi ei fac parte din structura nucleului; dar aceasta ar fi în contradicţie cu concluzia că nucleele constau numai din neutroni şi protoni, concluzie care a fost confirmată pe multe căi. În afară de aceasta, ar fi greu de admis că electronii ar putea fi menţinuţi în limitele unei regiuni atît de mici cum este nucleul atomic, deoarece — conform principiului de nedeterminare — ei ar trebui să aibă în acest caz energii de multe sute de MeV; dacă, totuşi, ar exista forţe atractive suficient de puternice care să menţină electronul în limitele unei asemenea regiuni, ele s-ar fi manifestat în multe experienţe.

Se impune deci concluzia că electronii emişi iau naştere în momentul în care are loc dezintegrarea beta a nucleului şi că bilanţul de sarcină este echilibrat prin transformarea unui neutron în proton. Totuşi, aceasta nu descrie în întregime fenomenul. Dezintegrarea beta se produce, de obicei, la un nucleu care nu a suferit multă vreme nici o perturbaţie şi pe care trebuie să-l presupunem deci în starea sa energetică cea mai joasă. Prin urmare, energia sa este bine precizată. Dezintegrarea beta poate avea loc numai dacă nucleul rezultat, care are un proton mai mult şi un neutron mai puţin decît cel iniţial, are o energie mai mică. Acest nucleu se va afla şi el la sfîrşitul reacţiei într-o stare cu energie bine definită, iar diferenţa de energie E dintre cele două stări ar urma să fie prelucrată de către electron. Ţinînd seama de masa de repaus, diferenţa $E - mc^2$ ar trebui să apară ca energie cinetică a electronului. Cu alte cuvinte, toţi electronii care rezultă din dezintegrarea beta a unui nucleu dat ar trebui să aibă aceeaşi energie.

Dar faptele experimentale nu confirmă aceasta. Dacă măsurăm energiile electronilor proveniţi de la o substanţă radioactivă dată, constatăm că ele sînt cuprinse într-un

domeniu ce se întinde de la zero pînă la o energie maximă. Ori de cîte ori diferența energiilor E poate fi măsurată direct din alte reacții, se constată că ea este egală cu energia maximă $E = mc^2$. S-ar părea deci că în fiecare proces de dezintegrare beta dispare o cantitate variabilă de energie.

Aceeași contradicție se observă la măsurarea momentului cinetic total, care ar trebui să varieze într-un asemenea proces. Să considerăm, pentru simplificare, că nucleul conține la un loc un număr par de neutroni și protoni. Fiecare dintre aceste particule are, așa cum știm, un spin egal cu o jumătate de unitate. Prin urmare, un număr par de asemenea particule trebuie să dea un număr întreg de unități de moment cinetic. Mișcarea particulelor una în jurul celeilalte trebuie de asemenea să dea (vezi cap. 8) un număr întreg de unități; prin urmare, înainte de a suferi dezintegrarea beta, nucleul avea un număr întreg de unități de moment cinetic. Același lucru este valabil și pentru nucleul care rămîne după dezintegrare. Dar am obținut un electron în plus, care are și el un spin de o jumătate de unitate. Cu alte cuvinte, din bilanț lipsește o jumătate de unitate, și ea nu poate fi nicidecum compensată prin mișcarea particulelor, care vor contribui întotdeauna cu un număr întreg de unități.

Pentru a explica aceste discrepanțe, Pauli a emis ipoteza că o dată cu electronul se generează și o nouă particulă, care scapă detecției. Aceasta trebuie să fie neutră (dacă ar purta o sarcină electrică, ea ar putea fi ușor pusă în evidență de oricare din detectorii obișnuiți); de asemenea trebuie să aibă spinul egal cu o jumătate de unitate. Această particulă ar restabili imediat bilanțul momentului cinetic și este foarte rezonabil să presupunem că, într-un proces în care se generează două particule, energia disponibilă s-ar împărți între ele într-un mod care variază de la caz la caz. Acestei noi particule, atît de greu observabile experimental, i s-a dat numele de neutrino.

Studii detaliate asupra modului cum se împarte energia între electron și neutrino au arătat că masa acestuia din urmă trebuie să fie mult mai mică decît a electronului. Ea este probabil zero, ca cea a cuantelor de lumină. La început, introducerea unei asemenea particule, care nu a fost niciodată văzută direct, ci, ca să ne exprimăm astfel, numai în scopul de a satisface bilanțul energetic, părea oarecum artificială. Particula a căpătat ceva mai multă realitate atunci cînd o serie de măsurări îngrijite ale reculului nucleului re-

zultat din procesul de dezintegrare beta au arătat că nici impulsul nucleului nu este exact egal cu al electronului creat, diferența fiind în concordanță cu ipoteza că se emite o particulă al cărei impuls este egal tocmai cu cel al unei particule care s-ar mișca cu energia ce lipsește din bilanț.

Cu toate acestea, nu vom fi niciodată absolut siguri de existența neutrinului pînă cînd nu vom reuși să observăm un proces provocat de această particulă[1]. Desigur, un asemenea proces este, în principiu, posibil. Dacă un neutrino poate să fie emis într-un proces nuclear, trebuie să fie posibil și procesul invers, și anume ca un neutrino care se ciocnește cu un nucleu să fie absorbit fie o dată cu unul dintre electronii atomici din vecinătate, fie ducînd la eliminarea unui nou electron. Se știe însă că un asemenea eveniment ar trebui să fie extrem de rar, deoarece însăși dezintegrarea beta este un proces extrem de lent. Viața medie a unui nucleu care suferă dezintegrare beta poate fi de ore sau de săptămîni sau chiar mai mult, în funcție de energia disponibilă, iar acesta reprezintă un timp extrem de lung în comparație, de exemplu, cu timpul care ar fi necesar unui neutrino pentru a traversa un nucleu, timp de ordinul a 10^{-24} secunde. În consecință, în procesul invers, un neutrino ar trebui să treacă în apropierea a foarte multor nuclee pînă cînd ar avea șansa de a provoca un proces beta invers. Astfel s-a calculat, de exemplu, că un neutrino ar putea străbate de multe ori Pămîntul înainte de a suferi o singură ciocnire.

În ciuda acestor șanse extrem de mici, s-au obținut totuși unele indicații asupra acestui proces beta invers. Cu toate acestea, va fi necesar să mai treacă destul de multă vreme pentru ca această descoperire să fie confirmată cu certitudine.

Fenomenul de dezintegrare beta se observă nu numai la elementele radioactive naturale, ci el apare la producerea artificială prin bombardare sau pe orice altă cale a unui

---

[1] Experiențe recente au adus multe informații noi cu privire la natura neutrinilor. Neutrini produși în cantități mari în reactorii nucleari au fost folosiți pentru a provoca reacția inversă dezintegrării β (transformarea unui proton în neutron și un electron pozitiv).

Reacții similare au fost încercate și cu neutrinii produși prin dezintegrarea în zbor a mezonilor π rapizi produși de marii acceleratori. Experiențele lui Steinberger și Lederman, efectuate la acceleratorul de 30 000 MeV de la Brookhaven, au confirmat ideea teoretică a lui Pontecorvo (Premiul Lenin pe anul 1962) despre existența a două feluri de neutrini, asociați unii cu mezonii μ și ceilalți cu electronii. — *N.R.*

nucleu cu număr de neutroni mult mai mare față de numărul protonilor, astfel încît energia sa să poată scădea cu mai mult de mc^2 prin transformarea unui neutron în proton. Neutronul însuși este radioactiv, întrucît, așa cum s-a menționat, el este ceva mai greu decît un proton plus un electron. El se dezintegrează într-un proton, un electron și un neutrino, cu o viață medie de aproximativ 20 de minute.

Invers, dacă un nucleu conține prea mulți protoni, unul dintre protoni se poate transforma în neutron, cu emisia unui electron pozitiv și a unui neutrino. Acest proces a fost descoperit de soții Joliot-Curie și a constituit primul exemplu de radioactivitate artificială, adică de producere, prin bombardare artificială, a unor noi nuclee instabile beta active (care emit radiații beta).

Existența, atît a dezintegrării beta negative, cît și a celei pozitive, explică de ce fiecare element din natură nu are decît cîțiva izotopi stabili. Dacă ne imaginăm protonii și neutronii din nucleu ca umplînd nivele (sau pături) distincte de energie, principiul lui Pauli cere ca, atunci cînd sînt prea mulți neutroni într-un nucleu, ei să ocupe nivele și excitate de mare energie, în timp ce protonii, mai puțin numeroși, vor umple doar nivelele mai joase. În acest caz este limpede că prin transformarea unui neutron în proton se va cîștiga energie, deoarece procesul va permite neutronului să cadă de pe cel mai înalt nivel neutronic pe un nivel incomplet ocupat de protoni, situat mai jos. Cu alte cuvinte, prin transformarea unui neutron în proton se poate pune în libertate energie, și aceasta înseamnă că dezintegrarea beta devine posibilă. Invers, dacă într-un nucleu există mai mulți protoni decît neutroni, s-ar putea pune în libertate energie prin transformarea unui proton în neutron, adică prin dezintegrare beta pozitivă.

De fapt, dacă aceste considerații ar fi luate riguros, ar trebui ca nucleele să fie stabile numai atunci cînd conțin un număr egal de protoni și neutroni. În cazul elementelor ușoare, lucrurile stau într-adevăr așa. De exemplu, izotopul obișnuit al oxigenului conține, așa cum am văzut, 8 protoni și 8 neutroni. Dar în cazul elementelor grele numărul neutronilor întrece pe cel al protonilor. De exemplu, izotopul cel mai stabil al plumbului conține 82 de protoni și 126 de neutroni. Cauza constă în faptul că respingerea electrică a protonilor conferă nucleului o mare energie potențială electrică, care crește cu numărul protonilor. Acest

fapt modifică echilibrul în sensul creşterii numărului de protoni.

Raportul dintre numărul de neutroni şi de protoni reprezintă, de fapt, un compromis între tendinţa de egalare a numărului acestor particule, cît mai multe dintre ele trebuind să fie situate pe nivelele inferioare de energie, şi tendinţa de a reduce numărul protonilor pentru a se reduce energia electrostatică. Gruparea nucleelor stabile în jurul anumitor valori ale numărului de neutroni şi de protoni poate fi explicată în mod foarte satisfăcător prin acest raţionament.

FISIUNEA. SURSE DE ENERGIE

Aşa cum am văzut mai sus, nucleele grele au o energie electrostatică considerabilă, datorită sarcinii electrice a protonilor pe care îi conţin; prin urmare, s-ar putea cîştiga energie şi prin spargerea unui asemenea nucleu în două, deoarece astfel s-ar micşora sarcina fiecărui fragment. Fiecare fragment produs pe această cale va fi beta activ şi deci sarcina sa se va mări într-o oarecare măsură, numărul protonilor devenind astfel mai apropiat de cel al neutronilor. Pentru cele mai multe nuclee, această experienţă este doar ipotetică, deoarece operaţia despicării unui nucleu nu poate fi efectuată fără a investi mai întîi o cantitate mare de energie, chiar dacă pînă la urmă vom recupera mai multă energie decît am investit. Modul cel mai simplu în care s-ar putea reprezenta acest proces este ilustrat în figura 65.

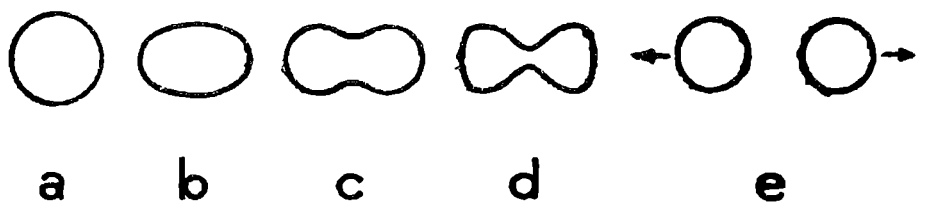

Fig. 65. Fisiunea

Normal, nucleul este aproape sferic, ca în figura 65 *a*. Dacă „tragem" puţin de el, astfel încît să-i dăm o formă ovală ca în figura 65 *b*, trebuie să efectuăm un lucru mecanic împotriva atracţiei reciproce dintre neutroni şi protoni, care tinde să-l menţină în forma cea mai compactă, sferică.

La început obținem doar foarte puțină energie ca urmare a creșterii distanței dintre sarcinile electrice. Dacă însă mergem destul de departe cu deformația, efectul creșterii distanței va fi cu mult mai mare decît cel datorit formei mai puțin compacte și, o dată atinsă o formă ca cea din figura 65 *c*, respingerea dintre cele două capete va da nucleului o formă ca cea din figura 65 *d*; în cele din urmă, cele două părți se vor separa. Ele vor fi atunci azvîrlite cu forță considerabilă, datorită respingerii electrostatice dintre fragmente.

Acest proces este cunoscut sub denumirea de fisiune. Dacă sarcina este suficient de mare, de exemplu mai mare decît 120 de sarcini protonice, întregul proces care pornește din *a* va continua nucleul trecînd de la o stare cu energie mai mare la alta cu energie mai mică, cu alte cuvinte procesul va decurge spontan, fără nici o intervenție din exterior. Asemenea nuclee nu ar putea exista nici măcar un timp suficient pentru a putea fi observate.

Chiar în cazul unor sarcini mai mici există o mică probabilitate ca acest proces de fisiune să aibă loc spontan. Aceasta se datorește fenomenului trecerii prin bariera de potențial, pe care l-am discutat la sfîrșitul cap. 8. Conform mecanicii cuantice, un nucleu poate trece printr-o stare de energie înaltă „împrumutînd" energie necesară pentru aceasta, cu condiția ca „împrumutul" să poată fi restituit după un timp scurt; prin urmare, există o mică probabilitate ca nucleul „să împrumute" suficientă energie pentru a trece prin toate stadiile de la *a* la *d* și apoi să se rupă. Acest proces al fisiunii spontane este măsurabil chiar și la uraniu, elementul cel mai greu din natură. El este un proces destul de rar, mult mai puțin frecvent decît al dezintegrării alfa, ea însăși un proces destul de lent. Cele mai multe nuclee de uraniu vor emite deci o particulă alfa înainte de a putea suferi o fisiune. Fisiunea spontană constituie una dintre cauzele pentru care elementele mai grele nu supraviețuiesc în natură.

Procesul de fisiune poate fi inițiat prin bombardarea cu neutroni. Dacă un neutron, fie el chiar lent, lovește un nucleu de uraniu, el este atras de celelalte particule și, prin urmare, pătrunde în nucleu cu o energie cinetică considerabilă. Această energie va fi împărțită cu toate celelalte particule și, ca urmare, se va produce o mișcare violentă și neregulată a întregului nucleu. În cursul acestei mișcări se poate foarte

bine întîmpla ca nucleul să se deformeze și să ajungă într-una din formele din fig. 65 *b* sau *c* și în acest caz se produce fisiunea.

Totuși, aceste vibrații ale nucleului nu durează decît un timp scurt, deoarece orice sistem în vibrație emite radiații electromagnetice, întocmai ca un atom excitat, și în felul acesta pierde energie. Problema este deci: în timpul scurt cît durează vibrațiile se poate produce fisiunea? Aceasta depinde, pe de o parte, de intensitatea vibrațiilor (ceea ce, la rîndul său, depinde de forța cu care este atras neutronul suplimentar) și, pe de altă parte, de cît de puternică este tendința la fisiune. În acest sens, izotopul mai ușor al uraniului, cel cu masa de 235 de unități, este mai susceptibil să sufere fisiune decît izotopul mai greu și mai abundent, de masă 238. Primul are pentru aceeași sarcină dimensiuni mai mici și deci tendința sa spre fisiune este mai puternică. Totodată, atracția pe care o exercită el asupra unui neutron suplimentar este mai mare și, prin urmare, capturînd un neutron, ajunge într-o mișcare de vibrație mai intensă. Rezultă că aproape ori de cîte ori un nucleu de uraniu 235 capturează un neutron, el suferă o fisiune. În cazul unui nucleu de uraniu 238, aceasta nu se va întîmpla practic niciodată. Uraniul 238 poate fi fragmentat numai dacă utilizăm neutroni rapizi, care fac să crească intensitatea vibrațiilor. Mai există încă cîteva elemente care se pot fisiona dacă se utilizează neutroni suficient de rapizi.

Atunci cînd cele două fragmente s-au despărțit, ca în figura 65 *c*, ele se vor afla din nou într-o mișcare internă intensă, ca urmare a separării lor violente; această mișcare este echivalentă cu mișcarea termică a unei picături de lichid, descrisă în cap. 5. Așa cum agitația termică a moleculelor dintr-un lichid duce la evaporarea acestuia, adică la expulzarea în afară a cîtorva molecule, tot așa și mișcarea fragmentelor de fisiune poate duce la azvîrlirea unuia sau mai multor neutroni. Acești neutroni, la rîndul lor, se pot ciocni cu alte nuclee de uraniu, ducînd la fisionarea acestora și la producerea altor neutroni. Astfel numărul neutronilor crește rapid. Dacă presupunem, pentru simplitate, că fiecare fisiune produce doi neutroni și că pierderea de neutroni prin alte procese decît ciocnirea cu nucleele de uraniu este neglijabilă, atunci cei doi neutroni vor produce fiecare cîte o nouă fisiune, deci încă doi neutroni; prin urmare, a doua „generație" va consta din 4 neutroni,

a treia din 8, a patra din 16 etc. Numărul total de neutroni, deci și energia totală pusă în libertate, ar crește, ajungînd rapid la proporții catastrofale dacă nu s-ar lua măsuri pentru a ține procesul sub control.

Acest proces are o importanță capitală în construirea reactorilor nucleari care să producă energie atomică într-un mod controlat, precum și în bomba atomică. Dacă ne-am fi propus să ne ocupăm de importanța fizicii nucleare pentru scopuri practice, am fi considerat acest capitol doar ca o introducere în descrierea fisiunii nucleare. Scopul nostru fiind însă explicarea unora dintre legile naturii, trebuie să considerăm descoperirea fisiunii doar ca un mic episod dintr-o istorie lungă care continuă încă.

Descoperirea energiei atomice a adus însă și contribuții importante la progresul cunoștințelor noastre despre nucleu, și aceasta nu numai datorită faptului că a făcut să crească interesul pentru fizica nucleară. Reactorii nucleari, în care se pune în libertate un număr foarte mare de neutroni și care sînt deci surse extrem de intense de neutroni, trebuie adăugați pe lista instalațiilor pentru producerea unor fascicule intense de particule-proiectile necesare bombardării nucleelor atomice în scopul studierii comportării lor.

Energia pusă în libertate în procesul de fisiune, folosită în reactorii nucleari, provine din spargerea nucleelor, fenomen însoțit de un cîștig de energie.

La cealaltă extremă se poate cîștiga energie prin combinarea (sinteza) nucleelor ușoare. Această sursă de energie este și ea de cea mai mare importanță practică pentru noi, deoarece, în ultimă analiză, reprezintă izvorul căldurii Soarelui (și a stelelor), fără de care viața ar fi imposibilă și din care derivă în mod direct sau indirect toate celelalte surse de energie de care dispunem. În interiorul Soarelui au loc ciocniri între nucleele atomilor, al căror rezultat este combinarea elementelor mai ușoare în elemente mai grele, în particular formarea de heliu și de alte elemente din hidrogen. Ce condiții sînt necesare pentru acest proces?

La spargerea unui nucleu greu, ca cel de uraniu, avem de-a face cu un nucleu care este el însuși exploziv și necesită doar ușoara perturbare produsă de un neutron lent pentru declanșarea procesului. Pentru combinarea a două nuclee ușoare este necesar să le aducem mai întîi în contact, iar acestei acțiuni i se opune forța de respingere coulombiană. Am mai menționat că, dacă încercăm să facilităm acest

proces folosind protoni sau alte particule încărcate care au fost în prealabil accelerate în laborator, cele mai multe dintre ele vor fi încetinite (frînate) înainte de a se fi putut ciocni și, o dată încetinite, respingerea electrică se va opune oricărei ciocniri. În acest proces de încetinire, energia lor se transformă în căldură. Singura posibilitate pentru a transforma o cantitate însemnată de materie prin asemenea ciocniri constă în ridicarea temperaturii pînă la un asemenea punct, încît mișcarea termică neregulată a nucleelor să le confere o viteză suficientă pentru ca ele să sufere ciocniri în ciuda forțelor de respingere. La o temperatură atît de înaltă, nucleele nu-și mai pierd energia prin frînare, ci, trecînd prin materie, ele tind să cîștige tot atîta energie cîtă pierd, menținîndu-și în medie energia cinetică la $\frac{3}{2}\ kT$ (k fiind constanta lui Boltzmann și T temperatura), așa cum am văzut în cap. 4.

În interiorul Soarelui, temperatura este de circa 20 000 000°C. La o asemenea temperatură, energia cinetică a unui nucleu este de 3 000 electronvolți. Această energie este egală cu energia potențială a doi protoni sau deuteroni ce se află la o distanță de $5 \cdot 10^{-11}$ cm unul de celălalt. Protonii se pot deci apropia ușor unii de alții pînă la această distanță, în ciuda forțelor dintre ei. Această distanță nu este încă suficientă pentru o ciocnire directă, raza nucleului celui mai greu fiind de 10^{-12} cm, iar elementele ușoare fiind încă de circa 5 ori mai mici. Cu toate acestea, două fapte ușurează lucrurile: în primul rînd, posibilitatea pe care o au particulele de a străbate printr-o barieră de potențial, care am văzut că joacă un rol important și în procesul dezintegrării alfa. În al doilea rînd, în agitația lor termică dezordonată, atomii nu au toți aceeași viteză, ci unii sînt mai rapizi, iar alții mai lenți. Va exista deci totdeauna o fracțiune de atomi care să aibă o viteză suficient de mare pentru o ciocnire directă.

Dar chiar și în condițiile extreme din interiorul Soarelui asemenea ciocniri sînt foarte rare. Poate doar un atom dintr-un milion suferă o asemenea ciocnire într-un an; altfel Soarele ar fi „ars" deja de mult.

Dacă vrem să producem pe cale artificială asemenea procese, numite termonucleare, trebuie mai întîi să putem produce temperaturi sensibil mai înalte decît cele din Soare pentru a obține un randament substanțial într-un timp rezo-

nabil. Aceasta elimină, pe cît se pare, posibilitatea folosirii acestui proces pentru o degajare de energie continuă și controlată, așa cum este posibil în cazul fisiunii, deoarece nu există materiale care să poată suporta asemenea temperaturi chiar numai timp de cîteva secunde. Situația este diferită în cazul unei degajări explozive de energie, în care pereții vasului care conțin ingredientele, precum și restul aparaturii se vor distruge în orice caz. În timp ce scriu această carte s-a anunțat că atît Statele Unite, cît și Uniunea Sovietică au reușit să producă explozia unor asemenea „bombe termonucleare". Deși nu s-au publicat detalii, principiul constă, desigur, în aceea că energia degajată de o bombă cu fisiune este folosită pentru a încălzi un amestec adecvat de elemente ușoare pînă la o temperatură similară sau mai mare decît cea din centrul Soarelui și astfel se inițiază o reacție termonucleară[1].

Explorînd structura materiei în încercările noastre de a găsi legile fundamentale, am constatat că ea constă din atomi. Am constatat că natura atomului depinde de nucleul său, a cărui masă o determină practic pe cea a atomului și a cărui sarcină electrică determină numărul de electroni pe care acesta îi posedă în mod normal și, prin aceasta, comportarea sa chimică, precum și caracteristicile sale fizice obișnuite. Am văzut că nucleele sînt constituite din protoni și neutroni în proporții cunoscute și am căpătat unele cunoștințe asupra comportării protonilor și a neutronilor în nucleu și a forțelor dintre ei, deși aceste cunoștințe sînt încă departe de a fi complete.

Am urmărit cum s-a realizat vechiul vis al alchimiștilor de a transforma un element chimic în altul, cel puțin în cantitate mică, deși valoarea oricărui material prețios produs în felul acesta este de departe eclipsată de energia pe care omul a învățat s-o degaje și s-o folosească.

---

[1] De la apariția cărții de față s-au deschis posibilități noi pentru realizarea unei reacții termonucleare dirijate (controlate) prin folosirea proprietăților plasmei (o stare specială a gazelor ionizate) care, în condiții bine definite, poate juca rolul unui mediu în care se localizează reacția termonucleară. Deși reacții termonucleare în lanț nu au fost încă obținute, primele instalații de acest gen, realizate întîi sub conducerea savantului sovietic Kurceatov, și ulterior și în Anglia și S.U.A., au permis deja obținerea unor temperaturi apropiate de cele teoretic necesare pentru eliberarea de energie termonucleară în mod controlat. — *N.R.*

Două tipuri de probleme ne-au rămas neelucidate. Prima dintre ele este în legătură cu originea materiei. Cum s-au format nucleele care constituie materia din jurul nostru? De ce se întîlnesc unele elemente mai frecvent decît celelalte? De ce unii izotopi ai fiecărui element sînt cu mult mai abundenți decît ceilalți?

Aceste probleme sînt legate de originea planetei noastre și de istoria universului. În momentul de față nu se produce nici o schimbare în compoziția atomică a materiei din jurul nostru, cu excepția celor din micile cantități care mai supraviețuiesc de elemente instabile, ca radiul și uraniul. Dar este probabil că, în trecutul foarte depărtat, Pămîntul și celelalte planete constituiau, laolaltă cu Soarele, o masă fierbinte, în care, prin reacții termonucleare, s-ar fi putut forma din nuclee ușoare nuclee mai grele. Speculațiile asupra a ceea ce a survenit înainte de aceasta ne duc în domeniul cosmogoniei, adică al științei structurii și originii universului. O trecere în revistă a principalelor probleme ale cosmogoniei ar ieși din cadrul acestei cărți și în orice caz ele nu pot fi încă considerate ca făcînd parte din legile bine stabilite ale naturii. Domeniul cosmogoniei abundă în speculații dintre cele mai seducătoare, dar deocamdată foarte puține concluzii sînt necontroversate.

Un alt tip de probleme nerezolvate îl constituie natura precisă a forțelor nucleare și întrebarea cu privire la ce alte particule ar mai putea exista în afara celor pe care le-am întîlnit pînă acum (respectiv electronul, protonul, neutronul, fotonul, neutrinul) și a combinațiilor lor. Faptele pe care le vom descrie în ultimul capitol, care ne va duce pînă la stadiul actual al cercetărilor în domeniul legilor fundamentale, se vor referi la aceste probleme.

11

Mezoni şi alte particule noi

RAZELE COSMICE ŞI APARATAJUL FOLOSIT PENTRU STUDIEREA LOR

Acest capitol este consacrat studiului unor particule noi, dintre care cele mai multe au fost descoperite abia în ultimii ani. Legile care determină comportarea lor sînt încă incomplet cunoscute, dar este deja limpede că între aceste particule şi legile nucleului există legături importante. De fapt, este aproape sigur că studiul din ce în ce mai aprofundat al noilor particule va duce la obţinerea unor indicaţii preţioase în legătură cu problemele încă nerezolvate privind forţele nucleare.

Cele mai multe dintre aceste particule au fost descoperite printre produsele secundare ale radiaţiei cosmice. Va fi deci util să începem studiul lor cu o scurtă descriere a acestui fenomen.

Am văzut că, la trecerea particulelor încărcate printr-un gaz, ele se ciocnesc cu atomii gazului şi smulg din ei electroni. Ca urmare, în gaz se vor găsi electroni liberi şi ioni pozitivi, care pot conduce electricitatea. Cea mai simplă demonstraţie a acestui fapt se poate face cu ajutorul unui electroscop ca cel schiţat în figura 8. Se încarcă electroscopul şi se aşază astfel, încît placa sa exterioară să se afle în imediata apropiere a unei alte plăci metalice legate la pămînt, fără a fi însă în contact cu aceasta. Dacă apropiem acum o sursă radioactivă, de exemplu de radiu, electroscopul îşi pierde treptat sarcina, ceea ce se manifestă prin căderea treptată a foiţelor pînă ce ajung în poziţia verticală. Explicaţia acestui fenomen constă în faptul că aerul devine bun conducător de electricitate, datorită ionilor pe care îi conţine, şi sarcina electrică se scurge în placa pusă la pămînt. La începuturile studiilor de radioactivitate, aceasta era metoda cea mai obişnuită de măsurare a intensităţii radiaţiilor radioactive. Ea este folosită şi astăzi, aproape în aceeaşi formă, în instrumentele care înregistrează dozele

de radiație din laboratoare pentru a se controla doza totală de radiație la care este expus personalul.

Pentru ca această metodă să devină mai sensibilă, s-a încercat să se mărească precizia electroscopului și să se îmbunătățească izolația sa, astfel încît rezultatele să nu fie influențate de curentul ce curge prin pereții săi. Totuși, s-a constatat că și atunci cînd nu există nici un fel de substanțe radioactive tot mai apare o ușoară scurgere de sarcină. Electroscopul continuă să-și piardă sarcina cu o viteză mică, dar constantă. Studiind fenomenul, Hess a descoperit că această ionizare „de fond" poate fi micșorată dacă înconjurăm electroscopul cu pereți groși sau dacă îl plasăm sub pămînt sau sub apă. Pe de altă parte, ionizarea devine mult mai intensă, adică electroscopul își pierde sarcina mult mai rapid la altitudine mare, de exemplu pe un munte, într-un avion sau într-un balon.

Hess a tras concluzia că aceste fenomene trebuie să se datorească unei radiații care vine de deasupra noastră, și, întrucît ar fi greu să se imagineze existența unei surse care s-o emită în păturile superioare ale atmosferei, ea trebuie să aibă originea în spațiul cosmic și să fie capabilă să străbată întreaga atmosferă. Aceste deducții au fost confirmate în întregime de cercetările ulterioare. Pe măsură ce detectorii de particule au cîștigat în sensibilitate și au devenit capabili să distingă diferitele tipuri de particule, cunoștințele noastre asupra naturii radiației cosmice s-au lărgit considerabil, deși nu știm încă cu certitudine de unde vine ea.

La început s-a considerat de la sine înțeles că radiația cosmică, sau razele cosmice cum li se mai spune, constă din radiații electromagnetice, adică din radiații gamma, care pot pune în libertate electroni, prin efect Compton sau prin efect fotoelectric, la trecerea prin atmosfera terestră. Se știe că, atunci cînd particulele încărcate trec prin materie, ele pierd energie. Era cunoscut faptul că razele cosmice puteau ajunge la nivelul mării sau puteau străbate pereți de beton sau plăci groase de plumb; pentru aceasta ar fi trebuit ca particulele încărcate ce le compun să aibă energii care, la vremea aceea, păreau fantastice pentru a fi luate în considerație. Astăzi însă știm că radiațiile gamma produc doar o mică fracțiune din ionizarea ce se observă la nivelul mării, cea mai mare parte din aceasta datorindu-se particulelor încărcate.

Existența particulelor încărcate din razele cosmice poate fi demonstrată pe multe căi. O metodă clasică constă în folosirea contorilor de tipul celor descrișI în cap. 10. Contorul este, în esență, un tub umplut cu un gaz adecvat, avînd în interior un fir metalic subțire care se află la o diferență de potențial față de tub astfel încît chiar cea mai mică ionizare produsă de o particulă în interiorul contorului este suficientă pentru a declanșa o descărcare electrică slabă. Descărcarea dintr-un asemenea contor nu poate să indice altceva decît trecerea prin el a unei particule încărcate, dar nu spune nimic despre natura acesteia.

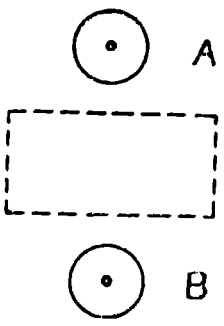

Fig. 66. Contori

Informații mai multe se obțin prin folosirea contorilor „în coincidență". Astfel, doi contori *A* și *B* (fig. 66) sînt situați unul în apropierea celuilalt, iar instalația de măsurare este aranjată de așa manieră, încît să înregistreze numai cazurile cînd ambii contori se declanșează exact în același timp. Aceasta se petrece fie atunci cînd a trecut prin ambii contori o singură particulă, fie cînd două particule diferite au trecut fiecare prin cîte un contor. A doua alternativă, care dă „coincidențele întîmplătoare", este de obicei neinteresantă. Dacă intervalele de timp sînt determinate cu mare precizie și dacă viteza medie cu care se succedă particulele este mică, numărul unor asemenea coincidențe întîmplătoare poate fi menținut la o valoare mică. În orice caz, el poate fi calculat și scăzut din numărul total de coincidențe.

În felul acesta se poate cerceta dacă particulele sînt capabile să treacă, de exemplu, printr-un bloc de plumb de grosime dată. În acest scop este suficient să plasăm blocul de plumb între cei doi contori, așa cum se indică în figura 66, și să observăm cu cît scade în aceste condiții numărul coincidențelor reale. Există și tehnici mai rafinate, care specifică mai amănunțit natura evenimentului. De exemplu, se pot așeza trei contori în linie dreaptă, între primul și al doilea și între al doilea și al treilea plasîndu-se blocuri din substanțe diferite. Dacă se înregistrează atunci numărul de evenimente care au provocat declanșarea primilor doi contori, nu însă și a celui de-al treilea, se poate vedea cîte particule au trecut prin primul bloc, dar au fost oprite în al doilea.

O altă instalaţie de detecţie este camera cu ceaţă (vezi cap. 10), în care se pot fotografia urmele particulelor. În genere, particulele din razele cosmice sînt destul de rare, astfel că o cameră cu ceaţă de dimensiuni obişnuite trebuie să funcţioneze un timp destul de lung, cel puţin la nivelul mării, pentru a avea şansa de a vedea o singură urmă. Dezavantajul de a trebui să luăm multe fotografii inutile pentru o singură fotografie interesantă poate fi înlăturat prin folosirea simultană a contorilor şi a camerei cu ceaţă. În figura 67 se arată schematic o asemenea combinaţie. Contorii *A* şi *B* sînt astfel plasaţi, încît o particulă care a trecut în linie dreaptă prin ambii contori trebuie să fi trecut şi prin camera cu ceaţă *C*; coincidenţa în descărcările din cei doi contori este folosită pentru a declanşa mecanismul camerei cu ceaţă. Aceasta înseamnă că camera cu ceaţă se declanşează, adică picăturile de apă se condensează de-a lungul urmei, numai după ce a trecut particula. Totuşi, acest fapt nu constituie un neajuns, întrucît ionii pe care i-a produs particula nu dispar atît de repede şi, mai ales, este suficient timp pentru a se fotografia „dîra" de vapori condensaţi pe ei. Astfel, avem siguranţa că fiecare fotografie conţine cel puţin o urmă de particulă capabilă să străbată ambii pereţi ai camerei. Mai mult, metoda prezintă marele avantaj că permite selectarea fie a anumitor tipuri de particule, fie a particulelor care au provocat un anumit tip de procese. De exemplu, se poate plasa încă un bloc de plumb între cameră şi contorul *B*, între *B* şi un al treilea contor aşezat sub *B*. În felul acesta se pot selecta particulele care mai au suficientă energie pentru a trece prin cel de-al doilea bloc de plumb sau, invers, particulele care se opresc în el.

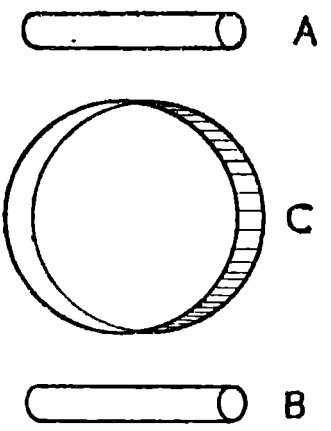

Fig. 67. Cameră cu ceaţă acţionată de contori

Şi mai multe informaţii se obţin dacă se aşază camera cu ceaţă între polii unui magnet puternic, astfel încît urmele să se curbeze, iar din curbura lor se pot obţine în acest caz date asupra impulsului particulelor.

O a treia metodă importantă de detecţie constă în utilizarea plăcilor fotografice. Încă de multă vreme se ştia că

atunci cînd o particulă încărcată, de exemplu o particulă alfa, trece prin stratul sensibil (emulsia) unei plăci fotografice, care este apoi developată, ea lasă o dîră de puncte negre. Această dîră se datorează și ea ionizării unor atomi, și anume de data aceasta ionizării atomilor din micile granule de sare de argint conținute de emulsia fotografică. Electronii care sînt puși în libertate prin acest proces produc schimbări chimice în aceste granule, care devin „developabile".

Procesul este întru totul similar celui dintr-o placă fotografică obișnuită expusă la lumină, cu singura deosebire că în acest din urmă caz electronii sînt puși în libertate prin efectul fotoelectric al luminii, în timp ce în primul caz ei sînt rezultați din ciocnirile particulelor încărcate cu atomii întîlniți în cale.

Deci urma unei particule rapide este vizibilă la microscop sub forma unei dîre înnegrite ce apare pe placa fotografică obișnuită. Însă cu cît viteza particulei este mai mare, cu atît produce mai puțini ioni în drumul ei, deoarece perturbația electrică pe care o provoacă la ciocnirea cu un atom din emulsie încetează atît de repede, încît probabilitatea ca atomul să rămînă neperturbat crește. Rezultă că particulele rapide lasă prea puține semne pe o placă fotografică obișnuită, urmele lor abia fiind vizibile. În prezent se folosesc însă emulsii speciale care fac vizibile chiar urmele unor particule ce se deplasează cu viteze apropiate de viteza luminii.

Metoda emulsiilor fotografice (emulsii nucleare) prezintă două avantaje evidente pentru studiul razelor cosmice. În primul rînd, plăcile pot fi expuse o perioadă lungă și ele înregistrează astfel toate particulele care au trecut prin emulsie în acest timp. Intensitatea mică a radiației cosmice, adică numărul mic de particule care trec prin placă într-un minut, nu constituie deci un neajuns. În timpul expunerii, placa nu necesită supraveghere. În al doilea rînd, plăcile au greutate mică, ceea ce face posibil transportul unui mare număr de asemenea plăci cu baloane-sondă sau cu rachete pînă la mari altitudini, unde razele cosmice sînt mult mai numeroase și unde există și alte tipuri de radiație care nu pot fi observate la nivelul mării. Un alt avantaj, specific pentru această metodă, va deveni evident ceva mai departe.

Studiul amănunțit al razelor cosmice cu ajutorul tuturor metodelor cunoscute pînă în prezent a dat la iveală un tablou de o mare complexitate. Unele dintre urmele găsite s-au dovedit a fi lăsate de particule de tip cunoscut, în particular de electroni și de pozitroni. Împreună cu radiația gamma (adică fotonii de mare energie) ele constituie așa-numita „componentă moale" a razelor cosmice. Aceste radiații sînt deci oprite de straturi de materiale grele, de grosimi relativ mici, cum ar fi plăcile de plumb. Știm că la trecerea prin materie orice particulă încărcată, de exemplu electronul, pierde energie prin diferite tipuri de ciocniri cu atomii. Dar dacă aceasta ar fi tot ce i s-ar putea întîmpla, puterea de pătrundere a unui electron de energie foarte înaltă ar putea fi încă foarte mare, întrucît el are mai multă energie disponibilă. În realitate însă, electronii mai pierd energie și prin radiație. Atunci cînd un electron nimerește în imediata apropiere a unui nucleu atomic, el este deviat brusc de forța electrică intensă și, în cursul acestei devieri, poate pierde o parte din energia sa sub formă de radiație gamma. Fotonii astfel produși, cînd trec prin atomi, pot genera (vezi cap. 9) perechi electron-pozitron. Deci o parte din energia electronului inițial se va transforma în una sau mai multe perechi, de energie corespunzător mai mică. Aceste perechi, în afară de faptul că sînt frînați (încetiniți), pot, la rîndul lor, radia și produce alți fotoni și alte perechi. Acest fenomen poartă numele de „cascadă". Pe măsură ce numărul particulelor dintr-o cascadă crește, energia fiecărei particule scade, astfel încît creșterea cascadei încetează atunci cînd electronii și pozitronii au energii atît de mici încît sînt frînați înainte de a apuca să radieze și cînd fotonii au energii atît de mici încît nu mai sînt capabili să producă perechi.

Pe lîngă această „componentă moale", razele cosmice mai conțin și protoni. Și protonii sînt încetiniți, dar ei nu produc în mod sensibil radiații gamma, fiind mult mai grei, deci și mult mai puțin deviați de către forțele coulombiene din atomii mediului prin care trec. Pe de altă parte, protonul este însă puternic perturbat atunci cînd suferă o ciocnire centrală cu un nucleu atomic.

Trecînd prin aer, o particulă poate călători cîteva sute de metri înainte de a nimeri o lovitură în plin, adică de a se ciocni direct cu un nucleu. Dacă este vorba de un proton,

la această ciocnire nucleul este făcut ţăndări şi protonul pierde o parte considerabilă din energia sa. Asemenea ciocniri ale protonilor cu nucleele dau naştere la diferite tipuri noi de radiaţie, despre care vom mai vorbi mai departe.

Protonii constituie, de fapt, cea mai mare parte din razele cosmice care ajung pe Pămînt venind din spaţiul cosmic. Faptul că această radiaţie primară constă din particule încărcate poate fi dovedit comparînd radiaţia cosmică în diferite puncte ale globului. În apropierea polilor magnetici, radiaţia este mult mai intensă decît în apropierea ecuatorului, deoarece, atunci cînd protonii din spaţiul cosmic se apropie de Pămînt, ei sînt deviaţi, ca orice particule încărcate, de către cîmpul magnetic al Pămîntului şi nu vor putea ajunge pe Pămînt decît dacă au energii foarte înalte. Particulele lente pot ajunge pe Pămînt numai atunci cînd traiectoria lor coincide cu o linie de forţă magnetică rectilinie. În acest caz ele nu vor fi deviate, deoarece forţa exercitată de un cîmp magnetic asupra unui curent depinde de acea componentă a cîmpului magnetic care se află în unghi drept faţă de acest curent. Dacă comparăm Pămîntul cu un mic magnet, ca cel din figura 13 *a*, ne dăm seama că singurele linii de forţă rectilinii sînt cele care pornesc din fiecare pol şi se depărtează în continuarea liniei care uneşte cei doi poli. Rezultă că singura posibilitate a protonilor lenţi de a atinge Pămîntul este ca ei să ajungă lîngă polii magnetici. În orice alt loc există o energie minimă pe care trebuie s-o posede protonul pentru a putea atinge Pămîntul, în ciuda deflecţiei magnetice. Această energie minimă este cu atît mai mare, cu cît ne depărtăm mai mult de poli. Fizicianul specialist în raze cosmice se poate deci folosi de globul pămîntesc ca de un instrument gigantic pentru a studia separat efectele protonilor primari de diferite energii. Dacă îl interesează protonii de energie mică, el trebuie să facă măsurătorile în apropierea polilor magnetici. Pentru a cerceta separat efectul protonilor de energii extrem de înalte, el trebuie să lucreze lîngă ecuatorul magnetic.

Astăzi se ştie că, în afara protonilor, radiaţia cosmică care loveşte suprafaţa Pămîntului conţine şi alte nuclee, de la heliu pînă cel puţin la azot, şi probabil şi nuclee mai grele. De fapt, s-ar părea că proporţiile în care sînt amestecaţi în radiaţia cosmică protonii, adică hidrogenul şi celelalte elemente, sînt întru totul similare proporţiilor în care ele se găsesc în atmosfera Soarelui şi în alte părţi ale universu-

lui. Aceasta constituie una dintre cele mai importante indicaţii de care dispunem asupra originii razelor cosmice, dar o teorie completă nu există încă[1].

Nucleele mai grele se găsesc numai la altitudini foarte mari, deoarece la prima ciocnire a unui asemenea nucleu greu cu un nucleu atomic din aer el este sfărîmat în neutroni şi protoni (care îşi continuă drumul separat) şi în fragmentele pe care le-a smuls din nucleul ciocnit.

Ca rezultat al unor asemenea ciocniri, radiaţia cosmică, propagîndu-se în păturile joase ale atmosferei, începe să conţină şi neutroni. Ştim că neutronii nu pot face parte din razele care sosesc din spaţiul cosmic, datorită vieţii lor limitate despre care am amintit în cap. 10.

MEZONI

Pe lîngă aceste particule obişnuite, razele cosmice au pus în evidenţă şi particule noi, care nu erau cunoscute mai înainte. Primele indicaţii asupra acestor nou-veniţi au fost obţinute la începutul celui de-al treilea deceniu al secolului nostru, cînd s-a dovedit experimental că există particule care pot traversa plăci groase de plumb fără a fi deviate în mod apreciabil de la traiectoria lor rectilinie sau a produce o cascadă sau orice alt tip de urmă suplimentară. Ele nu puteau fi electroni, întrucît orice electron care ar avea suficientă energie pentru a trece printr-o asemenea grosime de plumb ar trebui să producă o cascadă. Nu puteau fi nici protoni, întrucît s-a constatat că unele dintre ele erau negative.

Măsurătorile ulterioare au arătat că aceste particule sînt mai uşoare decît protonii, dar mult mai grele decît electronii.

---

[1] Studii recente de radioastronomie (înregistrarea undelor de radiofrecvenţă emise de diferite corpuri cereşti) au permis savanţilor sovietici Ghinsburg şi Şklovski să elaboreze o teorie consecventă a originii radiaţiei cosmice, care explică majoritatea proprietăţilor ei. Conform acestei teorii, nucleele cosmice primare suferă un prim proces de accelerare în erupţiile stelelor nove şi supranove, după care sînt „injectate" în spaţiul cosmic unde cîştigă lent energie prin „ciocniri" cu nori difuzi de materie rarefiată şi ionizată (mecanismul Fermi).

În ansamblu, de aceste procese de accelerare sînt responsabile forţe magnetice, care acţionează pe un principiu similar cu cel al acceleratorilor din laboratoarele terestre, cu deosebirea că intensităţile cîmpurilor magnetice sînt mult mai mici, iar extinderea lor mult mai mare. — *N.R.*

Cum „se cîntărește" o asemenea particulă? Informațiile asupra unei particule se pot obține pe mai multe căi. Una dintre ele constă în măsurarea parcursului său, adică a distanței pe care o parcurge pînă cînd ajunge în repaus prin frînare la trecerea prin materie. Această mărime este esențialmente o măsură a energiei, deoarece cantitatea de energie pierdută la traversarea unei grosimi date de material este întru totul similară pentru diferite tipuri de particule. (Afirmația este mult prea simplistă, deoarece cantitatea de energie pierdută depinde și de viteză, dar această variație poate fi ținută în seamă.) Se poate măsura de asemenea deviația particulei într-un cîmp magnetic puternic, fie într-o cameră cu bule, fie folosind contori, și această deviație depinde de impuls. Se poate observa numărul de ioni pe care îi produce particula de-a lungul urmei sale, fie urmărind dîra de ceață din camera Wilson, fie numărînd granulele înnegrite dintr-o placă fotografică nucleară. Aceasta ne dă indicații asupra vitezei particulei, întrucît probabilitatea de a smulge un electron dintr-un atom depinde de timpul necesar particulei pentru a-l străbate. În sfîrșit, se poate urmări devierea urmei de la o linie dreaptă, întrucît, trecînd prin fiecare atom, particula este ușor deviată, și deci, ca urmare a unui mare număr de asemenea mici devieri în diferite direcții, traiectoria devine oarecum neregulată. Această împrăștiere neregulată depinde de produsul dintre impulsul și viteza particulei.

În principiu, oricare două asemenea măsurători, de exemplu a energiei și a impulsului, sînt suficiente pentru a stabili masa particulei. Dar întrucît precizia realizabilă în practică la asemenea măsurători depinde de condițiile experimentale, este necesară multă ingeniozitate pentru a stabili masa cu precizia dorită.

S-a constatat că noile particule au o masă de circa 210 ori mai mare decît a electronului, cu alte cuvinte aproximativ o zecime din masa protonului. Ele sînt denumite mezoni, de la un cuvînt grecesc care indică că masa lor este intermediară între cea a protonului și cea a electronului.

S-a constatat că mezonii, descoperiți de către Andersen și, independent, de către Blackett, au o viață foarte scurtă. După aproximativ două microsecunde, adică 2 milionimi de secundă, în medie o asemenea particulă se dezintegrează, singurul produs de dezintegrare vizibil fiind un electron rapid. Acest proces amintește pe cel al dezintegrării beta.

Dacă în acest proces se conservă masa și energia, trebuie să apară cel puțin încă o particulă. Pentru a vedea aceasta să considerăm mezonul în repaus, adică fără impuls. Electronul fiind emis cu viteză considerabilă, adică cu un impuls considerabil, legile de conservare cer să existe și o particulă cu impuls egal și de semn opus. De fapt, dacă s-ar mai emite doar o singură particulă invizibilă, ea ar trebui să aibă totdeauna același impuls cu electronul și, în consecință, energia disponibilă (care reprezintă energia de repaus a mezonului) ar trebui să fie totdeauna împărțită între electron și cealaltă particulă în aceleași proporții. De exemplu (așa cum este într-adevăr cazul), energia disponibilă este mult mai mare decît energia de repaus a electronului și a celeilalte particule; ambele se mișcă aproape exact cu viteza luminii, iar energia fiecăreia este dată de impulsul său înmulțit cu viteza luminii. În acest caz, la un impuls egal, ar trebui să aibă energie egală, și fiecare dintre ele va avea exact jumătate din energia disponibilă, adică jumătate din masa mezonului înmulțită cu c^2.

Experiența însă arată că lucrurile nu stau așa. La dezintegrarea mezonilor, electronul rezultat are uneori o energie mai mare, alteori una mai mică. Aceasta nu se poate întîmpla decît dacă pe lîngă electron se mai generează cel puțin două particule invizibile. În momentul de față se știe că la dezintegrarea mezonului despre care a fost vorba apar doi neutrini.

Această concluzie face ca procesul să fie și mai asemănător cu cel al dezintegrării beta. Întocmai cum la dezintegrarea beta obișnuită neutronul se transformă în trei particule — un proton, un electron și un neutrino —, tot așa mezonul se transformă într-un electron și doi neutrini.

Această similitudine se extinde și la viața medie. Viața medie a unui nucleu care poate suferi o dezintegrare depinde într-un anumit mod de energia pusă în libertate în procesul beta; dacă se calculează cît ar trebui să fie viața medie a unei stări în care se pune în libertate întreaga energie de repaus a unui mezon, adică aproximativ 100 MeV, se găsește rezultatul corect, adică de aproximativ două microsecunde.

Mezonii constituie o proporție considerabilă din radiația cosmică de la nivelul mării. La altitudini mai mari există mult mai mulți mezoni, care se dezintegrează însă pe drum. Electronii rezultați din această dezintegrare constituie prin-

cipala sursă a componentei moi a radiației cosmice, care a fost discutată mai înainte[1].

Este evident că, datorită vieții lor medii atît de scurte, mezonii trebuie să fie creați prin procese de ciocnire în atmosferă. Ei nu pot face parte din radiația primară care vine din spațiul cosmic, întrucît în acest caz s-ar fi dezintegrat cu certitudine în timpul călătoriei. De fapt, la prima vedere s-ar putea trage concluzia că nici mezonii produși în ciocnirile care au loc în apropierea limitei atmosferei nu ar putea atinge nivelul mării, întrucît, chiar dacă ar călători cu viteza luminii, ei ar parcurge în două microsecunde o distanță de numai 600 m, ceea ce reprezintă mult mai puțin decît înălțimea atmosferei

Această concluzie este însă incorectă, și anume dintr-o cauză foarte interesantă: mulți dintre mezoni au o energie cinetică foarte mare, astfel încît ei călătoresc cu o viteză foarte apropiată de cea a luminii. Unui observator care ar călători cu aceeași viteză ca particulele față de care ele ar fi în repaus, viața lor medie i-ar apărea ca fiind tot de două microsecunde. Dar dacă constatările le face un observator în repaus, prin legile de transformare ale lui Lorentz (vezi cap. 6) trebuie să ținem seama de dilatarea timpului, și particula îi va apărea acestuia ca avînd o viață mult mai lungă, viața dilatată fiind în același raport față de cea în repaus ca energia totală a particulei față de energia sa de repaus. De exemplu, mezonii cu o energie de 100 000 MeV, care sînt destul de obișnuiți, vor supraviețui în medie 2 000 de microsecunde în loc de două și, în acest timp, ei vor parcurge o distanță de 600 km.

Vedem aici că formula dilatării timpului nu este o simplă ficțiune, ci trebuie luată în considerare atunci cînd avem de-a face cu particule ce se propagă cu viteze apropiate de cea a luminii. Trebuie remarcat în trecere că, din punctul de vedere al unui observator care ar călători o dată cu particulele, aceeași situație ar părea să se datorească contractării Lorentz a distanțelor; în timp ce un asemenea observator ar observa viața medie a mezonilor ca fiind de 2 microsecunde, înălțimea atmosferei, care din punctul lui de vedere trece pe lîngă el cu viteză foarte mare, se reduce în exemplul

[1] Afirmația este inexactă. Sursa esențială a componentei moi a radiației cosmice o constituie dezintegrarea în doi fotoni a mezonilor π neutri, născuți în ciocnirile protonilor și celorlalte nuclee cosmice primare cu nucleele atomilor din atmosferă. — *N.R.*

numeric citat mai sus, prin contracţia Lorentz, tot în raportul de 1 la 1 000 şi deci viaţa medie a mezonului este suficientă pentru a permite acestuia să străbată această distanţă.

Ar putea părea ciudat că singurul mod de dezintegrare al acestor particule este printr-un proces atît de complicat din care rezultă trei particule, dar aceasta pare mai firesc dacă presupunem, aşa cum pare rezonabil, că mezonul, ca şi electronul, are un spin de o jumătate de unitate. El nu se poate transforma într-un singur electron, căci atunci nu s-ar conserva energia şi impulsul. El nu se poate dezintegra într-un electron şi un singur neutrino, întrucît două asemenea particule vor avea totdeauna laolaltă un moment cinetic egal cu un număr întreg de unităţi. Cea mai simplă dezintegrare posibilă este, aşadar, dezintegrarea în trei particule[1].

TEORIA LUI YUKAWA. ALŢI MEZONI

Descoperirea acestor mezoni părea să aducă un sprijin puternic unei ipoteze emise mai de mult de către fizicianul japonez Yukawa, în baza unor considerente teoretice asupra naturii forţelor nucleare. Este deci indicat să descriem sumar în acest punct raţionamentul lui Yukawa.

Yukawa era preocupat să găsească o descriere mai satisfăcătoare a forţelor nucleare, de exemplu dintre un neutron şi un proton. Se ştie că aceste forţe au o rază de acţiune mică, adică sînt foarte slabe dacă distanţa dintre neutron şi proton este mai mare de 10^{-13} cm, dar în limitele unor distanţe de acest ordin de mărime ele îşi exercită acţiunea. Or, nu putem admite existenţa unor forţe care să lege direct nişte

[1] Există totuşi o cale de dezintegrare simplă care nu contravine nici uneia din legile de conservare menţionate aci (şi de altfel, nici unei alte legi de conservare cunoscute în prezent), în speţă dezintegrarea într-un electron şi un foton. Cu toate acestea experienţe minuţioase, începute cu mult înaintea apariţiei cărţii de faţă şi aduse recent la un înalt grad de perfecţiune şi sensibilitate au arătat că acest proces de dezintegrare fie că nu are loc, fie că este extrem de rar (mai puţin de un caz în 10 milioane). Acest paradox, în spatele căruia se ascund evident legi ale naturii încă necunoscute a devenit unul din firele conducătoare în teoria modernă a particulelor elementare. Primul rod al căutărilor în această direcţie a fost ipoteza existenţei a două soiuri de neutrini, asociaţi respectiv cu electronii şi cu mezonii μ (B. Pontecorvo, Premiul Lenin 1962) şi confirmarea ei experimentală (Lederman şi Steinberger, 1962). — *N.R.*

particule aflate la distanță una de alta, oricît de mică ar fi această distanță, deoarece principiul relativității nu admite posibilitatea unor acțiuni transmise instantaneu sau cu o viteză mai mare decît cea a luminii. Prin urmare, trebuie să presupunem că și forța nucleară se transmite de la proton la neutron sau viceversa printr-un nou agent, care joacă, în cazul forțelor nucleare, un rol similar celui pe care îl joacă fotonii în propagarea cîmpului electromagnetic. Tot așa cum fiecare foton este purtătorul unei unde electromagnetice, trebuie să existe și un cîmp care să transmită forțele nucleare.

Cu toate acestea, întrucît forțele nucleare nu se transmit decît pe distanțe mici, legile acestui cîmp trebuie să difere de cele ale cîmpului electromagnetic.

Urmînd această cale, Yukawa a ajuns la concluzia că și unui asemenea cîmp trebuie să-i fie asociate niște particule, care nu sînt însă particule de masă zero, ca fotonii, ci trebuie să aibă o masă de cîteva sute de ori mai mare decît cea a electronului.

Fără a intra în detalii matematice, aceste considerații pot fi înțelese dacă ne amintim de raționamentul din cap. 9, unde am asociat forța electrică dintre două particule cu emisia unor fotoni virtuali, sau „împrumutați". O sarcină poate emite „pe credit" un foton, iar acesta poate fi absorbit de o altă sarcină din vecinătate. Dacă distanța este mică, se pot „schimba" în acest fel atît fotoni de lungime de undă mare, cît și fotoni de lungime de undă mică, „împrumutul" putînd fi restituit imediat; dacă însă distanța este mai mare, va trece mai mult timp pînă ce împrumutul să poată fi restituit și, conform principiului de nedeterminare, nu este posibil decît un împrumut mai mic. Aceasta înseamnă că nu pot intra în joc decît fotoni cu o frecvență corespunzător mai mică, adică cu o lungime de undă mai mare. Din acest raționament se poate deduce legea proporționalității inverse cu pătratul distanței.

Să considerăm acum, pentru comparație, un proces în care se produc nu fotoni, ci niște particule noi, avînd o masă de repaus apreciabilă. Oricît de mare ar fi lungimea de undă sau oricît de mic ar fi impulsul acestor particule, energia lor este de cel puțin mc^2, m fiind masa lor de repaus. Prin urmare, cantitatea de energie care trebuie „împrumutată" nu este niciodată mai mică decît mc^2 și, conform principiu-

lui de nedeterminare, procesul nu poate avea loc decît dacă împrumutul poate fi restituit într-un timp egal cu $\frac{h}{mc^2}$. Întrucît acțiunea poate fi transmisă cel mult cu viteza luminii, ea nu se poate propaga decît pe o distanță de cel mult $\frac{h}{mc}$. Crearea și absorbția unor asemenea particule vor da deci naștere unor forțe care acționează pe distanțe egale cu de cîteva ori 10^{-13} cm, dacă se presupune că masa are o valoare de cîteva sute de mase electronice.

Descoperirea în razele cosmice a mezonilor părea deci să confirme aceste idei ale lui Yukawa și aproximativ zece ani fizicienii au încercat să identifice mezonii găsiți în mod normal în razele cosmice cu cei ce apar în teoria lui Yukawa. Totuși, rezultatele duceau la o serie de contradicții. Cea mai serioasă dintre ele constă în faptul că mezonii din razele cosmice păreau să poată străbate nucleele atomice, în timp ce — dacă teoria lui Yukawa era justă — ei ar fi trebuit să fie absorbiți cu mare ușurință de nuclee, masa lor transformîndu-se în cursul acestui proces în energie de mișcare a nucleonilor.

Aceste dificultăți au fost rezolvate atunci cînd Powell și colaboratorii săi au descoperit existența a două tipuri de mezoni, pe care i-au denumit π (pi) și μ (miu). Particulele care fuseseră studiate pe larg pînă atunci erau mezonii μ. Mezonii π erau noi. Ei interacționau puternic cu nucleele și se comportau întru totul în concordanță cu ideile lui Yukawa.

Cercetările lui Powell au fost realizate cu ajutorul emulsiilor nucleare. Studiind în aceste emulsii urmele particulelor din radiația cosmică, el a observat din cînd în cînd urmele unor particule care se încetineau și în cele din urmă se opreau. Aceasta se vede din faptul că urmele devin din ce în ce mai negre spre sfîrșit (așa cum am văzut, o particulă lentă produce mai mulți ioni și deci înnegrește mai multe granule din placa fotografică) și totodată devin mai neregulate (o particulă lentă este mai ușor deviată în urma unei ciocniri). Dar, în unele cazuri, de la capătul unei asemenea urme pornea o nouă particulă rapidă. Ambele particule se mișcau cu viteze mult sub cea a luminii, după cum se putea vedea din numărul granulelor de-a lungul urmelor lor, și, prin urmare, nu puteau fi electroni, întrucît parcurgeau distanțe mult mai mari decît cele pe care le-ar putea parcurge

un electron avînd viteza corespunzătoare. Energia celei de-a doua particule era cu mult mai mare decît cea care s-ar fi putut pune în libertate prin orice proces imaginabil ce ar fi putut avea loc în oricare dintre constituenţii emulsiei. Singura explicaţie posibilă rămînea deci aceea că prima particulă s-a transformat în alta de masă mai mică, diferenţa de masă devenind disponibilă sub formă de energie. Masele celor două particule au putut fi estimate din studiul urmelor lor.

De atunci a devenit posibilă producerea în laborator a acestor noi mezoni şi astfel cercetarea lor a devenit mai comodă, iar explicaţia materialului experimental privind comportarea lor poate fi făcută în mod mai direct.

S-a putut astfel determina cu multă precizie masa mezonului π. Ea este de aproximativ 272 de mase electronice (faţă de 210 pentru mezonul μ). S-a constatat de asemenea că viaţa medie a mezonului π este de numai 10^{-8} secunde, cu alte cuvinte de o sută de ori mai mică decît cea a mezonului μ. După acest timp, mezonul π se dezintegrează într-un mezon μ şi o altă particulă, invizibilă, fără de care impulsul nu s-ar conserva. În această dezintegrare se generează o singură particulă neutră (faţă de cele două la dezintegrarea mezonului μ); ea este tot un neutrino.

Viaţa lor scurtă explică de ce mezonii π au trecut neobservaţi pînă cînd au fost descoperiţi de Powell. În cursul vieţii sale medii, un mezon π, chiar dacă ar călători cu viteza luminii, ar parcurge doar o distanţă de circa şase metri, iar la viteze mai mici — distanţe corespunzător mai mici. Aceasta înseamnă că în aer sau într-o cameră Wilson ei se vor dezintegra de obicei înainte de a se opri (în zbor), iar dacă se dezintegrează în zbor este mult mai greu să se identifice procesul care a avut loc. În orice caz, întrucît fiecare mezon π se dezintegrează într-un mezon μ şi acesta trăieşte în medie de o sută de ori mai mult, este explicabil faptul că mezonii μ sînt cu mult mai abundenţi.

Placa fotografică, care arată urmele particulelor ce se mişcă prin materia solidă, este deci instrumentul ideal pentru studiul unor astfel de particule de viaţă scurtă, datorită atît faptului că într-un asemenea mediu dens ele ajung în repaus într-un timp mult mai scurt, cît şi faptului că urmele lor pot fi observate studiind placa la un microscop.

Să ne întoarcem la procesele de generare a mezonilor prin ciocniri nucleare fie în radiaţia cosmică, fie în laborator.

În primul rînd, este limpede că acest proces necesită o energie cel puțin egală cu energia de repaus a unui mezon π, care este de aproximativ 140 MeV. Dacă însă un proton rapid se ciocnește cu un proton în repaus, impulsul trebuie să se conserve și deci particulele rămase după ciocnire trebuie să-și împartă un impuls considerabil. Aceasta înseamnă că ele trebuie să aibă și energie cinetică, care se adaugă energiei lor de repaus. De fapt, energia minimă pe care trebuie s-o aibă un proton pentru a genera un mezon π la ciocnirea cu un proton în repaus este de aproape 300 MeV.

Mezonii π sînt generați în număr mare în ciocnirile protonilor sau neutronilor de energii de peste 300 MeV cu nucleele; astăzi multe laboratoare posedă instalații care pot accelera particulele pînă la energiile dorite. Un fenomen similar se petrece atunci cînd razele cosmice primare pătrund în atmosferă. În ciocnirile acestora cu nucleele din aer, ele dau naștere la mezoni π. Aceștia se dezintegrează aproape imediat în mezoni μ, care, la rîndul lor, se dezintegrează în electroni.

În afară de acești mezoni încărcați electric mai există și alții neutri. Existența acestora a fost de asemenea prevăzută teoretic, înainte de a fi fost confirmată experimental. Mezonul π neutru prezintă interes și datorită faptului că pînă în prezent el este singura particulă nouă a cărei existență a fost dovedită prin producerea sa în laborator înainte de a fi fost descoperită în radiația cosmică.

Raționamentul teoretic în favoarea sa a fost următorul: am văzut că ipoteza lui Yukawa explica forța de interacțiune dintre neutron și proton prin aceea că protonul ar putea, de exemplu, să creeze un mezon „pe credit", mezon care este apoi absorbit de un neutron sau viceversa. Dacă nu ar exista decît mezoni încărcați, protonul nu ar putea crea decît un mezon pozitiv, și, pentru a restabili bilanțul de sarcină, el se transformă prin aceasta în neutron. Cînd mezonul pozitiv este apoi absorbit de neutron, trebuie să rezulte un proton. Rezultatul net este că neutronul și protonul au schimbat între ei sarcina, și se știe într-adevăr, așa cum am menționat în cap. 10, că există asemenea forțe de schimb[1]. Dar același mecanism nu ar putea niciodată duce la o interacțiune între două particule de același tip, de exemplu între doi protoni.

[1] Astăzi se știe că între particulele instabile de viață extrem de scurtă, așa-zisele „rezonanțe" (vezi și nota de la pag. 309), apar foarte frecvent particule cu două sarcini pozitive care se pot datora tocmai procesului de „alipire" a unui mezon π pozitiv la un proton. — *N.R.*

Dacă un proton produce un mezon pozitiv, acesta nu poate fi absorbit de un alt proton fără a-l transforma într-o particulă cu două sarcini pozitive, care, după cît se pare, nu există. În mod alternativ, un proton nu ar putea crea un mezon negativ fără a rămîne din nou cu două unităţi de sarcină pozitivă. Pe de altă parte, se ştie că forţa nucleară dintre doi protoni este tot atît de puternică ca şi cea dintre proton şi neutron. Cel mai simplu mod de a explica această stare de lucruri constă în a postula că în afară de mezonii încărcaţi există şi mezoni neutri.

Aceştia au fost într-adevăr găsiţi în experienţele cu protoni rapizi. Pentru descoperirea lor, fizicianul a fost obligat să facă treabă de detectiv abil, întrucît, aşa cum s-a constatat, viaţa medie a mezonilor π neutri este şi mai scurtă decît cea a mezonilor încărcaţi, şi anume de numai 10^{-14} secunde[1]. Chiar mişcîndu-se cu viteza luminii, ei nu parcurg decît 1/1000 dintr-un milimetru înainte de a se dezintegra. Mezonul π neutru se dezintegrează în doi fotoni, care, dacă mezonul era în mişcare lentă în momentul dezintegrării, trebuie să fie emişi în direcţii opuse cu energii egale, fiecare avînd aproximativ 70 MeV. Aceşti fotoni sînt, la rîndul lor, detectaţi prin perechile electron-pozitron pe care îi creează la trecerea prin materie. Se vede deci că ceea ce se înregistrează este distanţat prin două evenimente de mezonul π neutru. Cu toate acestea, experienţa, efectuată pentru prima oară de către Panofsky şi alţii, a pus în evidenţă în mod convingător întregul lanţ de procese descris mai sus. Mai tîrziu a fost demonstrată existenţa acelorași particule şi în radiaţia cosmică.

Masa mezonului π neutru este ceva mai mică decît a celui încărcat, şi deci, atunci cînd un mezon π încărcat se ciocneşte cu un nucleu, în urma ciocnirii poate rezulta un mezon π neutru, de energie cinetică ceva mai mare.

S-a dovedit că mezonii π, atît cei încărcaţi, cît şi cei neutri, nu au spin. Nu vom expune aici modul în care s-a demonstrat aceasta, deoarece pentru a-l putea înţelege ar fi necesare prea multe cunoştinţe de specialitate. Acest rezultat este în concordanţă cu teoria lui Yukawa, întrucît în această teorie este esenţial ca un proton să se poată transforma în neutron plus un mezon π şi invers. Întrucît atît protonul, cît şi neutronul au spinul egal cu o jumătate de unitate, acest proces nu este posibil decît dacă mezonul π nu are spin.

[1] Cercetări ulterioare au arătat că mezonii π neutri trăiesc în medie $2 \cdot 10^{-16}$ secunde. — *N.R.*

Din acest punct de vedere însă, el ar putea avea totuși un spin egal cu un număr întreg de unități, căci atunci bilanțul spinilor s-ar putea echilibra prin mișcarea particulelor pe orbitele lor, dar un spin de o jumătate de unitate este exclus.

Rezultatul prezintă interes în legătură cu dificultățile care au apărut la început în găsirea unei descrieri ondulatorii a particulelor încărcate care nu au spin. Din fericire, încă cu mult înainte de descoperirea mezonilor s-a arătat că ecuația de undă cuadruplă a lui Dirac, care cerea în mod necesar un spin de o jumătate de unitate, nu reprezintă singura lege posibilă în relativitate pentru undele asociate particulelor încărcate și, ca atare, descoperirea particulelor încărcate fără spin nu prezenta în sine o dificultate.

În momentul de față, comportarea mezonilor π se studiază în multe laboratoare și se acordă o deosebită atenție în special ciocnirilor lor cu neutronii și protonii. În această privință s-a trecut rapid de la stadiul descoperirii unor procese la o cercetare cantitativă amănunțită. S-ar fi putut nădăjdui că prin aceste descoperiri, care au confirmat pe atîtea căi ipoteza emisă de Yukawa pentru explicarea forțelor nucleare, se va izbuti să se netezească drumul pentru a da acestei ipoteze forma unor legi cantitative. Spre dezamăgirea noastră însă, în această direcție nu s-au făcut încă progrese sensibile, și aceasta datorită unor dificultăți neașteptate.

Cea mai importantă dintre ele este legată de faptul că cîmpul mezonic care înconjură un proton sau un neutron este cu mult mai intens decît cîmpul electromagnetic care înconjură electronul, ceea ce se poate vedea din faptul, menționat deja (cap. 10), că forța nucleară la distanțe foarte mici este cu mult mai intensă decît forțele electromagnetice dintre proton și electron la distanțele corespunzătoare. Datorită acestui fapt, descrierea amănunțită a fenomenelor care au loc devine mai complicată. De exemplu, atunci cînd am descris (cap. 9) interacțiunea dintre electron și fotonii pe care acesta îi poate emite și reabsorbi, putem fi siguri că probabilitatea existenței simultane a doi asemenea fotoni era neglijabilă în practică. Tot așa, în ciocnirile dintre doi electroni sau dintre un electron și un proton, nu se emite, în cele mai multe cazuri, nici un foton de mare energie, numai în mod ocazional unul și foarte rareori doi asemenea fotoni.

Toate acestea sînt legate de faptul că numărul $\frac{2\pi e^2}{hc}$ despre care am vorbit acolo, care măsoară interacțiunea electronului cu cîmpul înconjurător, este foarte mic, și anume de circa $\frac{1}{137}$. Numărul corespunzător pentru mezon este cu mult mai mare, probabil mai mare decît 1. Rezultă că un proton sau un neutron pot „împrumuta" cu aceeași ușurință energia necesară pentru a produce doi, trei sau mai mulți mezoni π, ca și pentru producerea unuia singur. Într-adevăr, în ciocnirile în care energia disponibilă este suficientă pentru a produce mai mult de un singur mezon real, cum este cazul în experiențele efectuate de curînd în laboratorul Brookhaven la acceleratorul care produce protoni de 3 000 MeV, mai frecvente sînt cazurile în care ciocnirea dă naștere la doi mezoni decît la unul singur[1].

Ca urmare, problema consecințelor care ar trebui să decurgă dintr-o formă particulară a legilor de tip Yukawa rămîne nerezolvată. Nu știm dacă următorul pas înainte îl va constitui vreo descoperire matematică ingenioasă care să ne permită să facem lumină în aceste probleme dificile sau vreun nou fapt experimental care să ne ducă la modificarea legilor înseși.

DINCOLO DE MEZONI. SE DESCHIDE UN NOU CAPITOL

Într-un fel, descoperirea mezonului μ, ca și a mezonilor π încărcați și neutri, era în concordanță cu așteptările noastre, întrucît mezonul μ părea să reprezinte, iar mezonul π reprezenta într-adevăr confirmarea unor speculații îndrăznețe, dar foarte convingătoare. Nu exista nici o rațiune specială care să-i facă pe cercetători să creadă că descoperirea de noi particule va continua încă. Totuși, ea a continuat și cercetările au pus deja în evidență existența unei varietăți uluitoare de noi particule, care pare să crească tot mai mult pe măsură ce cresc ingeniozitatea și precizia experiențelor.

[1] Cercetări efectuate cu acceleratori mai mari (pînă la 30 000 MeV) și în special cu raze cosmice (1 000 000 MeV și mai mult) au arătat că la energii foarte mari procesele de generare multiplă de mezoni (pînă la 20 de mezoni produși într-o ciocnire între doi protoni) predomină. — *N.R.*

Una dintre aceste particule (de fapt prima dintre ele care a fost descoperită)[1] este denumită acum particula Λ (lambda). Ea este neutră și se dezintegrează într-un proton și un mezon π negativ. La această dezintegrare se pune în libertate o energie de 37 MeV, cu alte cuvinte particula Λ are o masă de repaus egală cu cea a protonului plus a mezonului plus de 72 de ori masa electronului. Viața sa medie este de circa 10^{-10} secunde. Ea apare în radiația cosmică. Primul exemplu de acest tip a fost găsit într-o fotografie de cameră Wilson luată la nivelul mării, dar un asemenea caz este foarte rar și cele mai multe particule Λ au fost găsite în fotografiile obținute cu camera Wilson situată la altitudine.

De curînd s-a constatat că aceste particule pot fi create și pe cale artificială. Ele apar atunci cînd neutronii sau mezonii π, accelerați pînă la energii înalte, trec prin materie. Procesul prin care iau naștere aceste particule este, probabil, destul de complicat și există dovezi că o dată cu ea se mai generează încă o particulă nouă. Aceasta din urmă este, cel puțin în unele cazuri, o particulă denumită Θ_0 (teta) care a fost de asemenea găsită în razele cosmice. Ea este tot o particulă neutră, cu o viață medie tot de circa 10^{-10} secunde, care se dezintegrează în doi mezoni π, punînd în libertate o energie puțin mai mare de 200 MeV. Cu alte cuvinte, masa sa este de puțin sub 1 000 de mase electronice. O a treia particulă este așa-numita particulă τ (tau). Ea este încărcată, are o viață medie similară cu a celorlalte și se dezintegrează în trei mezoni π încărcați, energia pusă în libertate în acest proces fiind de circa 70 MeV.

Mai există și alte particule, de exemplu particula k (kappa), care este încărcată și se dezintegrează într-un mezon μ și una sau două particule neutre; de asemenea așa-numita particulă χ (hi), care se dezintegrează într-un mezon π încărcat și o particulă neutră.

În momentul de față se fac progrese mari în catalogarea acestor particule, dar nu există un tablou complet al legăturilor dintre ele, după cum nu există nici o indicație cu privire la cît de departe se va mai extinde această listă[2].

---

[1] Afirmația din paranteză este istoric neadevărată. Prima particulă nouă din acest grup observată a fost mezonul K. — *N.R.*

[2] În momentul cînd a fost scrisă cartea de față problema „noilor" particule instabile de viață relativ „lungă" (10^{-10} — 10^{-8} secunde) era într-o fază extrem de confuză; de aceea o serie de afirmații din acest alineat sînt fie neexacte, fie contradictorii. Fără a putea intra

Nu trebuie să uităm că viețile de ordinul a 10^{-10} secunde, care par foarte scurte la scara de timp cu care sîntem obișnuiți, sînt totuși foarte lungi la scara atomică. Nu ar fi deci de loc de mirare să mai existe multe particule noi, cu o viață medie mult mai scurtă și, prin urmare, mult mai greu de detectat[1].

Am întîlnit un exemplu de asemenea particulă de viață scurtă: mezonul π neutru, care trăiește atît de puțin încît locul unde ia naștere și cel unde se produce dezintegrarea sa nu pot fi distinse decît prin tehnicile cele mai rafinate. Existența sa poate fi deci dovedită numai prin informații indi-

---

aci cît de cît în detalii (vezi în această privință cartea lui V. Novojilov, „Particule elementare", Editura Tehnică, 1960) vom schița numai un tablou sumar al așa-numitelor „particule stranii". Acest titlu provine de la o contradicție aparentă între abundența mare cu care ele sînt produse în ciocniri nucleare de mare energie și „încetineala" cu care mor (durata de viață de cca. 10^{-10} este încă uriașă față de intervalele de timp specific nucleare de cca. 10^{-23} secunde!).

Particulele stranii se împart în două grupe mari și anume:

a) *Mezonii grei* (sau mezoni K), de circa trei ori mai grei ca mezonii π, care pot suferi o mare varietate de tipuri de dezintegrare (în doi sau trei mezoni π, în mezon μ și neutrino, mezon μ, mezon π și neutrino, electron și neutrino etc.).

b) *Hiperonii* (sau particulele y), care într-un anumit sens pot fi considerați ca nucleoni într-o stare de energie superioară, deci cu masă de repaus mai mare (li se spune uneori și nucleoni excitați sau hipernucleoni, de unde, prin contractare, numele de hiperoni). Se deosebesc trei specii de hiperoni, care au o viață medie suficient de lungă pentru a fi observați ca particule libere:

1°. hiperonul Λ° care apare numai ca particulă neutră (de aproximativ 1,2 ori mai greu ca un proton);

2°. hiperonul Σ, care apare în variantele pozitiv, negativ și neutru (de aproximativ 1,3 ori mai greu ca un proton);

3°. hiperonul Ξ (supranumit și hiperon de cascadă) care apare numai în variantele negativ și neutru (de aproximativ 1,4 ori mai greu ca un proton).

Toți hiperonii sînt instabili și se dezintegrează (cu excepția hiperonului Σ° care are o viață comparabilă cu a mezonului π neutru) după o viață de circa 10^{-10} în mezoni π și nucleoni sau hiperoni mai ușori.

Proprietățile particulelor stranii au fost studiate foarte amănunțit cu ajutorul marilor acceleratori, unde ele au putut fi produse în cantități „industriale" judecînd la scara abundențelor din razele cosmice. Rezultatele obținute, a căror înțelegere depășește nivelul și cadrul cărții de față, au permis pentru prima oară construirea unei sistematici a particulelor elementare, care amintește într-o oarecare măsură tabloul lui Mendeleev pentru speciile atomice (Schema Gell-Mann și Nishijima). Recomandăm în această privință cartea lui I. V. Novojilov, „Particule elementare", Editura Tehnică, 1960. — *N.R.*

[1] Remarca autorului s-a dovedit a fi de o clarviziune remarcabilă. În ultimii doi ani au fost descoperite o serie de particule noi, de viață

recte, dar aceasta a fost deosebit de ușor în cazul mezonului π neutru, deoarece, așa cum am mai menționat, existența acestei particule fusese prevăzută teoretic, ba chiar se dispunea și de unele indicații asupra comportării sale.

Teoria prevede în mod convingător și existența unei anumite particule care nu a fost încă descoperită: este vorba de protonul negativ, denumit uneori și antiproton. Pentru a înțelege de ce sîntem atît de convinși de existența sa, este suficient să ne amintim de discuția din cap. 9 cu privire la aparenta dificultate legată de stările de energie negativă ale electronilor și la modul cum a dus această dificultate la ideea electronului pozitiv sau a antielectronului. Acesta din urmă este opusul electronului, prin faptul că este, într-un anumit sens, același lucru cu absența unui electron obișnuit dintr-o stare de energie negativă. Mai concret, un pozitron și un electron obișnuit, aduși laolaltă, se pot „anihila", energia lor transformîndu-se în radiație.

În ceea ce privește protonul, situația este cu totul asemănătoare. Legile undelor protonice ar fi lipsite de sens și aduce la existența protonilor în stări de energie negativăr avînd o comportare cît se poate de absurdă, dacă nu am evita dificultatea exact în același mod în care ea a fost evitată pentru electroni, respectiv presupunînd existența antiprotonilor, adică a protonilor cu o sarcină negativă, care se pot anihila cu protonii obișnuiți. Pentru crearea unei asemenea perechi de protoni este necesară o energie de circa 2000 MeV. Dacă ei iau naștere prin ciocnirea unui proton rapid cu altul în repaus, așa cum se întîmplă de obicei lucrurile atît în experiențele din laborator, cît și în ciocnirile razelor cosmice, protonul incident trebuie să aibă de fapt și mai multă energie, deoarece, pentru ca impulsul să se conserve, toate cele patru particule rezultate din reacție (cei doi protoni inițiali și noua pereche de protoni) trebuie să fie în mișcare. Dacă se efectuează calculele, se constată că energia cinetică a proto-

---

extrem de scurtă, comparabilă cu timpii caracteristici nucleari (10^{-23} s). Aceste particule sînt fie mezoni (mai ușoare decît protonul), fie barioni (mai grele decît acesta). Unele sînt „înrudite" direct cu particulele „obișnuite" (mezonii și nucleonii), iar altele au atributul de „stranietate" (ca mezonii K și hiperonii). Studiul acestor particule noi (în prezent se cunosc cca. 20 și lista lor e în continuă creștere) — care, din cauza unei analogii cu unele fenomene din fizica energiilor zise „joase", au căpătat numele de „rezonanțe" — constituie capitolul cel mai actual și poate cel mai promițător (în sensul lămuririi naturii forțelor nucleare) din fizica modernă a energiilor mari. — *N.R.*

nului trebuie să fie egală cu de cel puțin șase ori energia sa de repaus, cu alte cuvinte circa 6 000 MeV. Deocamdată nu dispunem încă de asemenea energii în laborator, dar sînt în construcție acceleratori care vor depăși această limită; ele ar trebui să dea răspunsul la întrebarea dacă speculațiile noastre cu privire la protonul negativ sînt corecte[1].

În radiația cosmică apar protoni de energii mult mai mari și ar fi fost de așteptat ca ei să dea naștere uneori la protoni negativi. Totuși, doar foarte rareori ar putea fi detectați aceștia în condiții în care să fie ușor identificați. De exemplu, întrucît sînt creați în ciocniri extrem de violente, ei s-ar mișca de cele mai multe ori cu viteze atît de mari încît nu ar fi deviați în mod sensibil în nici unul dintre cîmpurile magnetice care au fost vreodată folosite și, prin urmare, ar fi greu de constatat că sînt negativi. Nu s-ar remarca deci nimic neobișnuit în urma lăsată de o asemenea particulă, în afară de cazul în care ea ar fi observată foarte aproape de sfîrșitul parcursului, cînd particula este pe punctul de a se opri; dar aceasta nu se întîmplă prea frecvent. Faptul că pînă în prezent nu s-a observat în radiația cosmică nici un proton negativ nu este, așadar, o dovadă împotriva existenței sale.

După această scurtă trecere în revistă va trebui să abandonăm povestea neterminată a numeroaselor particule noi. Evident, ele ne-au adus la frontiera încă neexplorată a fizicii. Legătura dintre aceste particule și legile naturii, care au constituit tema noastră principală, este mai degrabă negativă, în sensul că ele pun în evidență insuficiența cunoștințelor noastre actuale asupra legilor naturii. Este însă destul de probabil că, pe măsură ce vom progresa în înțelegerea acestor descoperiri recente atît pe calea cercetărilor experimentale, cît și prin sesizarea legilor care stau la baza rezultatelor acestora, ne vom da seama că concepția noastră actuală asupra legilor naturii nu este greșită, ci doar incompletă.

---

[1] În prezent există acceleratori capabili de a crea antiprotoni. Ca în majoritatea cazurilor și aci primele observații au fost făcute cu raze cosmice. În 1954 au fost publicate trei observații care aproape cu certitudine demonstrau existența antiprotonilor. În 1955, Segré și colaboratorii săi de la Universitatea din California au generat pentru prima oară antiprotoni la acceleratorul de 6 000 MeV și le-au studiat în amănunt proprietățile, care s-au dovedit a fi exact cele prezise de teorie (Premiul Nobel pe anul 1956). În prezent au fost observate toate antiparticulele grele, și antineutronul, și antihiperonii). *N.R.*

Concluzii şi perspective

Expunerea sumară a legilor naturii ne-a dus, pornind de la începuturile fizicii ca ştiinţă exactă, la descoperirile cele mai recente, de la legile lui Newton la ciocnirile mezonilor.

S-a mai accentuat în cursul acestei expuneri că fiecare nou pas în acest domeniu trebuie considerat nu ca o invalidare a cunoştinţelor anterioare, ci ca o extindere şi îmbogăţire a lor, astfel încît rezultatele mai vechi îşi menţin valabilitatea în sfera lor specifică. Este adevărat că unele lucrări s-au dovedit a fi greşite, fie că erau bazate pe date experimentale incorecte sau pe raţionamente greşite, fie că erau bazate pe ipoteze care nu au fost confirmate. În expunerea noastră succintă nu am menţionat aceste lucrări, deşi nu trebuie să uităm că nu orice idee, fie ea chiar a unui mare fizician, rezistă verificării şi că, înainte ca o idee să se dovedească justă, multe altele trebuie încercate şi abandonate.

O altă învăţătură de ordin general este că, pe măsură ce cunoştinţele noastre cresc prin rezolvarea unor probleme, apar noi probleme şi noi complicaţii. Întrebările care ne-au preocupat în ultimele capitole nici măcar nu ar fi apărut ca întrebări fără cunoştinţele la care s-a ajuns ca rezultat al cercetărilor expuse în capitolele anterioare. Ca urmare, în tot timpul dezvoltării acestei ştiinţe, numărul problemelor rămase nerezolvate a apărut cînd enorm, cînd foarte mic. Au fost perioade în care mereu alte noi descoperiri, care nu se adaptau nici unui model preexistent, se succedau în ritm rapid, şi altele în care se părea că sîntem foarte aproape de o cunoaştere completă a legilor fizicii. Datorită succeselor mecanicii newtoniene s-a format la un moment dat părerea optimistă că toată comportarea materiei ar putea fi redusă, în ultimă instanţă, la legile mecanicii; înşuşi Maxwell a încercat să sprijine vestitele sale legi ale cîmpului electromagnetic pe modele mecanice. Abia mai tîrziu, după ce oamenii de ştiinţă au ajuns să se familiarizeze cu legile lui Maxwell şi după ce ideile relativităţii au aruncat asupra lor o

lumină nouă, s-a recunoscut faptul că aceste legi sînt în sine la fel de simple ca legile mecanicii și că nu este cîtuși de puțin necesar ca unele să fie reduse la celelalte.

După ce legile mecanicii și ale electromagnetismului au căpătat o formă limpede, unii erau de părere că se cunosc complet legile fizicii. În cursurile de fizică scrise pe la începutul acestui secol exista tendința de a se prezenta fizica ca un capitol închis, fără a se face nici o referire la probleme nerezolvate. Desigur, era bine cunoscut faptul că caracteristicile diferitelor substanțe nu puteau fi deduse din nici una dintre legile cunoscute, dar pe atunci nu se considera că explicarea lor ar intra în sarcina fizicienilor. Greutatea specifică a plumbului sau rezistența electrică a cuprului, tăria diamantului sau culoarea iodului constituiau date pe care fizicianul era obligat să le folosească ca materie primă, dar pe care nu încerca să le explice.

Abia mai tîrziu a devenit limpede faptul că legile fizicii sînt aplicabile structurii materiei și că trebuie găsite legile fundamentale răspunzătoare pentru toată această varietate. În cap. 4 și 5 am văzut cum au luat treptat formă toate aceste probleme, iar în cap.7 și 8 cum formularea mecanicii cuantice a dat un răspuns aproape complet problemelor legate de structura materiei, cu excepția celor referitoare la interiorul nucleului.

În consecință, a apărut iarăși o perioadă de timp cînd problema legilor fundamentale părea simplă și se credea că sîntem foarte aproape de o rezolvare completă a lor. Se știa că tabloul nu este complet atît timp cît nu sîntem stăpîni pe nucleu, dar pe atunci se cunoșteau atît de puține lucruri cu privire la comportarea acestuia, încît se părea că ar mai fi de făcut doar foarte puțin pentru a-l putea explica. În acea vreme (înaintea descoperirii neutronului) se credea că nucleele conțin protoni și electroni. Este adevărat că nu se știa cum poate sta laolaltă o asemenea combinație de protoni și electroni, dar studiul electronilor rapizi ducea și el la dificultăți și se credea că rezolvarea uneia dintre probleme este legată de rezolvarea celeilalte. Pe atunci se cunoșteau numai două particule elementare, protonul și electronul, și, în afara raportului maselor lor, singurul număr pur (adică singura combinație de constante naturale care este independentă de unitățile în care le exprimăm) era constanta de structură fină $\frac{2\pi e^2}{hc}$. S-ar fi putut crede că nu ar mai fi departe ziua

cînd se vor putea explica aceste două numere, adică să se explice de ce toţi protonii şi electronii au exact sarcina electrică pe care o au şi de ce protonii sînt de aproximativ 1 840 ori mai grei decît electronii. Se putea spera că în încă cîţiva ani vor fi cunoscute toate legile fundamentale ale fizicii.

Nu aş vrea să creez impresia că aceasta ar fi fost în acea vreme părerea multor fizicieni; de fapt, cei mai mulţi şi-au dat seama că aprofundarea cunoştinţelor ar putea aduce cu sine noi probleme. Dar aceasta era o părere care, în baza cunoştinţelor existente la acea vreme, ar fi putut părea rezonabilă. De atunci au trecut 25 de ani, şi, de unde părea o ştiinţă aproape încheiată, fizica s-a transformat din nou într-un domeniu în care, aşa cum am încercat să scot în evidenţă în ultimele capitole, problemele deschise sînt mai numeroase decît cele care au căpătat un răspuns definitiv. Lista de noi particule creşte mereu şi totodată şi lista mărimilor ataşate lor (cum ar fi relaţiile dintre masele lor, vieţile medii şi interacţiunile lor), astfel încît în momentul de faţă nu ducem lipsă de date prin care să se verifice orice teorie nouă. Dar deocamdată nu există nici o indicaţie care să permită cuiva să propună o asemenea teorie. Următorul pas care să pună regulă în această dezordine aparentă poate fi făcut mîine sau mai poate întîrzia mulţi ani. Este posibil să ajungem să ne completăm cunoştinţele asupra legilor fundamentale ale fizicii, în sensul în care mecanica newtoniană, aplicată obiectelor din viaţa de toate zilele, este astăzi un subiect închis. Dar s-ar putea tot aşa de bine ca această completare definitivă să rămînă totdeauna dincolo de posibilităţile noastre şi, oricît de departe ne-ar duce resursele, ingeniozitatea şi curiozitatea noastră, fiecare nouă piesă de informaţie să aducă cu sine noi probleme încă nebănuite.

Chiar dacă am ajunge într-o zi la o completare a cunoştinţelor noastre asupra materiei neînsufleţite, aceasta încă nu va însemna că am explicat în întregime materia neînsufleţită. Tot ceea ce vom fi realizat va fi să arătăm că toate fenomenele complexe din viaţa înconjurătoare derivă din nişte legi fundamentale simple. Dar cum să explicăm legile înseşi? Atunci cînd legile mecanicii păreau a fi singurele legi fundamentale, s-ar fi putut avea impresia că aceste legi ar fi ceva de la sine înţeles, deşi în realitate uşurinţa cu care mintea noastră le acceptă izvorăşte numai din faptul că sîntem

obișnuiți cu ele din comportarea obiectelor materiale în viața de toate zilele.

Prima întrebare izvorîtă din curiozitatea noastră și cu care pornim la studiul obiectelor din jurul nostru începe cu „de ce" și, în timp ce încercăm să urmărim fiecare fapt pînă la cauzele sale cele mai profunde, „de ce"-ul de bază rămîne pînă la urmă fără răspuns. Și nici nu s-ar putea altfel, deoarece printr-o explicație, printr-un răspuns la un „de ce " înțelegem totdeauna să demonstrăm că faptul respectiv este o consecință a unei legi sau a unui principiu acceptat. Toate explicațiile fenomenelor naturale constau deci în a le reduce la niște legi de bază. Dacă am vrea să explicăm aceste legi, nu am face altceva decît să le reducem la alte legi.

Unele persoane cu înclinații spre generalizarea filozofică încearcă să arate că legile de bază, cum ar fi cele ale lui Newton, sînt de fapt evidente, decurgînd din niște principii pretins generale, de care putem fi siguri independent de cunoașterea lumii din jurul nostru. Aceasta însă ar fi destul de riscant, întrucît cea mai frumoasă deducere a unei legi a naturii în baza unor principii abstracte cade dacă se constată că legea însăși trebuie modificată în lumina unor descoperiri ulterioare. Dacă se va ajunge vreodată la stadiul în care cunoașterea legilor naturii să fie completă, atunci desigur că oricine dorește ar putea fără nici un risc să dovedească că ele nu ar putea fi altfel decît sînt.

Dar pentru omul de știință ele vor rămîne ceea ce sînt acum, legi derivate din experiența noastră, verificate prin faptul că vederile făcute în baza lor s-au adeverit în situații noi și supuse la nevoie unor noi modificări atît timp cît ne permit să facem ordine în observațiile noastre experimentale.

S-ar putea ca ideea noastră că în ultimă instanță adevăratele legi trebuie să fie simple, să fie o prejudecată. Noi tindem să avem o satisfacție intelectuală ori de cîte ori se dovedește că o lege simplă se adaptează perfect faptelor observate, deși noțiunile de „simplu" și „complicat" sînt în parte o chestiune de obișnuință a modului nostru de gîndire, astfel încît nici un test de simplicitate nu este absolut.

Nu putem încheia această carte fără a aminti din nou problemele importante care nu au fost tratate. Nu ne-am referit nicăieri la cosmologie, adică la problema structurii universului ca un tot, sau la domeniul înrudit al cosmogoniei, adică la problema istoriei și originii universului așa cum îl

vedem. Puncte de contact au existat. Cînd privim lista nucleelor sau a izotopilor care se găsesc în natură, nu putem să nu ne întrebăm de ce unii sînt mai abundenţi decît ceilalţi, iar răspunsul la această întrebare este legat în mod evident de procesul prin care s-au format cîndva aceste nuclee. Sau dacă, aşa cum susţin unii autori, universul se află într-o stare de echilibru, abundenţa diferitelor elemente sau a diferiţilor izotopi trebuie să depindă de modul cum se menţine această stare de echilibru. Atunci cînd folosim razele cosmice ca sursă de particule de cea mai mare energie, nu putem să nu ne întrebăm de unde provin ele, deşi aceasta nu este esenţial pentru studiul fenomenelor pe care le produc.

Scuza principală pentru omiterea unor asemenea probleme în cartea noastră este lipsa de spaţiu, împreună cu faptul că ele nu sînt încă legate de materialul pe care l-am trecut în revistă, în sensul în care acesta este legat de relativitate şi de mecanica cuantică. În plus, e cazul să spunem că în aceste domenii speculaţiile şi ipotezele predomină faţă de faptele confirmate. Multiplele descoperiri interesante asupra universului nu au dus încă la legi care să poată fi enunţate cu aceeaşi încredere pe care o putem acorda legilor descrise în această carte.

Un domeniu mult mai larg pe care nu l-am atins este cel al vieţii. Am vorbit despre natură ca şi cum ea nu ar conţine plante, animale sau fiinţe omeneşti. Aici se aplică aceleaşi scuze ca mai sus şi probabil că este cazul să spunem că şi în cazul ştiinţelor biologice nu s-a atins stadiul în care încep să devină aparente principiile fundamentale simple, deşi s-ar putea ca specialiştii în ştiinţele biologice să pună în discuţie această afirmaţie.

Este, totuşi, interesant să facem speculaţii asupra relaţiei care ar putea să apară între legile materiei neînsufleţite, discutate pînă aici, şi legile privind materia vie, care ar putea fi elaborate în viitor.

Pe cît este cunoscut, materia vie pare să se conformeze legilor generale ale fizicii ori de cîte ori este posibilă o verificare. Mişcarea membrelor noastre pare să asculte de legile mecanicii întocmai ca mişcarea diferitelor piese ale unei maşini. Munca pe care o efectuăm şi căldura pe care o producem par să fie echilibrate de valoarea calorică a materiilor prime din hrana noastră. Reacţiile chimice care pot fi identificate în organismul viu se desfăşoară întocmai cum s-ar desfăşura într-o eprubetă.

Dar aceasta nu înseamnă că legile fizicii ar fi capabile să explice în întregime organismul viu. Eu cred, dimpotrivă, că este foarte probabil ca în ființa vie să se manifeste ceva de care nu s-a ținut seamă în descrierea naturii neînsuflețite pe care am prezentat-o. S-ar putea ca aceste trăsături speciale să existe numai atunci cînd avem de-a face cu materie vie. Sau s-ar putea ca ele să fie totdeauna prezente, dar să nu prezinte importanță pentru comportarea materiei neînsuflețite, și de aceea să nu se fi manifestat încă în acest domeniu. Această din urmă posibilitate ar fi similară cu faptul că corecțiile datorite relativității există în principiu și pentru obiectele care se mișcă cu viteză mică. În principiu, orice vagon de cale ferată suferă contracția Lorentz și există totdeauna o oarecare ambiguitate în ceea ce privește precizarea timpului la care au loc diferitele evenimente de către un pasager din trenul în mișcare și de către un altul în repaus, dar diferențele sînt atît de neînsemnate, încît ar fi lipsit de sens să le amintim atunci cînd avem de-a face cu treburi reale. Tot așa și legile cuantice se aplică, în principiu, unei mingi de tenis, dar corecțiile pe care le implică, cum ar fi de exemplu cea datorită efectelor de difracție, sînt atît de neînsemnate, încît ar fi ilogic să le luăm în considerație. Tot astfel s-ar putea ca noile legi care ar trebui să dea seama de comportarea materiei vii să modifice și ele, în principiu, descrierea vagonului de cale ferată, a mingii de tenis sau a atomului, dar să producă în aceste cazuri doar schimbări neglijabile și să nu fie importante decît în cazul materiei vii. Nu putem fi siguri, deocamdată, care punct de vedere este cel corect.

În orice caz, concepțiile noastre în ceea ce privește legătura dintre biologie și fizică au fost influențate de schimbările care au intervenit în fizică în ultimii 50 de ani. Înainte exista convingerea generală că este posibilă o descriere absolut deterministă a naturii, că ne-am putea imagina specificate la un moment dat poziția și viteza oricărui atom și a fiecărui electron în parte din oricare atom. Legile mecanicii și ale electricității ar permite atunci să se calculeze starea de lucruri în oricare alt moment de timp. Într-o asemenea reprezentare determinată, existența materiei vii ar reprezenta o complicație. Dacă am urmări în același mod comportarea moleculelor, atomilor și electronilor în interiorul unui organism viu, s-ar mișca ei oare exact așa cum o cer legile obișnuite ale fizicii și, dacă da, ar putea fi oare

viaţa doar un rezultat mai complicat al legilor fizicii, aşa cum este cazul unei maşini de calculat sau al unei maşini cu aburi? Sau, dacă unele molecule ale unor atomi nu se supun legilor fizicii, de ce se întîmplă aceasta numai în organismul viu? Mecanica cuantică ne spune că aceste întrebări sînt lipsite de sens. Nu putem dispune niciodată de suficientă informaţie cu privire la mişcarea măcar a unui singur atom pentru a prevedea cu precizie comportarea sa viitoare (vezi cap. 7); dacă postulăm că o întrebare are sens fără a specifica observaţiile experimentale prin care să putem verifica răspunsul la ea, ajungem să fim implicaţi în contradicţii. În materia vie acest raţionament e valabil dincolo de limitările principiului de nedeterminare al mecanicii cuantice.

Cu cît vrem să ştim mai multe despre starea atomilor dintr-un organism viu, cu atît mai drastice trebuie să fie perturbaţiile pe care le vor produce măsurătorile noastre; şi, dincolo de impreciziile pe care le vom introduce, apare şi o limitare mai importantă, anume că un organism viu nu poate suporta intervenţiile din exterior decît într-o anumită măsură, după care încetează de a mai fi viu. Faptul că această limitare nu este cîtuşi de puţin academică este ilustrat de următoarele: obiectele de studiu cele mai mici ale biologului şi probabil, într-un anumit sens, cele mai simple — şi anume virusii — nu sînt vizibile decît cu ajutorul microscopului electronic. Ceea ce vedem însă într-o asemenea imagine nu este virusul viu, întrucît acesta nu poate supravieţui bombardamentului de electroni rapizi la care trebuie să fie expus, ci sînt rămăşiţele sale. Desigur, şi acestea aduc informaţii valoroase. Dar se poate vedea cît este de lipsită de orice sorţi de izbîndă încercarea de a urmări virusul într-un microscop cu o asemenea putere de mărire încît să-l putem vedea „în acţiune".

Astfel, deşi nu este probabil ca noile progrese ale fizicii să fie de un ajutor direct biologului, ele sînt cel puţin utile în sensul că înlătură concepţiile greşite datorite vechilor idei mecaniciste şi că lărgesc posibilităţile deschise imaginaţiei.

Nu este niciodată posibil să prevedem apriori dezvoltarea ştiinţei, dar nu este lipsit de sens să sperăm că în viitorul apropiat va apărea o concepţie nouă cu privire la materia vie, concepţie care, ca şi descoperirea atomului şi elaborarea teoriei cuantice, să coordoneze dintr-o dată multe fapte care ne par în prezent necorelate şi inexplicabile.

S U M A R

Prefață 5
Introducere 9

1 MIȘCAREA ȘI FORȚA 13
Legile lui Newton 13
Gravitație și alte forțe 18
Impuls și energie 20
Ciocniri 27
Moment cinetic 30
Condiții inițiale și grade de libertate 35

2 ELECTRICITATEA ȘI MAGNETISMUL 39
Legea lui Coulomb 39
Linii de forță 44
Legile cîmpului sau acțiunea la distanță 49
Electromagnetismul 51
Inducția. Generator și transformator 57
Completarea legilor 62
Unde electromagnetice 66
Energia cîmpului 70

3 LUMINA 73
Spectru. Interferență. Unde 73
Difracție. Polarizare. Viteză 79
Lumina constă din unde electromagnetice 83
Teoria emisiei. Optica geometrică 85

4 ATOMII ȘI ELECTRONII 92
Chimia și ipoteza atomică 92
Dimensiunile atomilor. Ionii 96
Electronul 100
Din ce sînt formați atomii? 101
De ce sînt stabili atomii? 105
Multe fapte pot fi înțelese 106

5 ATOMII ÎN ANSAMBLE MARI. CĂLDURA CA MIȘCARE DEZORDONATĂ 109
Cantitatea de căldură. Căldură și dezordine 109

Căldura şi mişcarea atomilor 113
Certitudine şi legile întîmplării 117
Noi verificări şi unele dificultăţi 120
Corpurile solide şi lichidele 123
Căldura radiantă 127

6 TEORIA RELATIVITĂŢII 131

Consideraţii generale 131
Mişcare şi repaus 134
Contracţia Lorentz 136
Cum să comparăm lungimile şi timpii 139
Compunerea vitezelor 145
Mecanica corpurilor în mişcare rapidă 146
Unele aplicaţii şi confirmări ale teoriei relativităţii 151
Principiul echivalenţei 154
Teoria relativităţii generalizate 156

7 CUANTE, UNDE ŞI PARTICULE 160

Ipoteza cuantică. Fotonii 160
Difracţia electronilor. Unde staţionare 167
Lungime de undă variabilă 172
Atomul de hidrogen 177
Particule şi unde 180
Principiul de nedeterminare 186

8 PROPRIETĂŢILE ATOMILOR 196

Hidrogenul şi heliul 196
Alţi atomi uşori. Principiul de excluziune 199
Momentul cinetic 203
Experienţe cu fascicul atomic. Spinul 209
Pături electronice. Molecule ionice 215
Alte tipuri de molecule 218
Solide, metale, lichide 222
Trecerea printr-o barieră de potenţial 229

9 ELECTRONII LA VITEZE MARI 234

Energii negative. Dificultăţi 234
Spin. Pozitroni 238
Forţele la viteze mari. Noi dificultăţi 243
Noi metode. Deplasarea Lamb 246

10 NUCLEUL ATOMIC 252

Radioactivitatea. Dezintegrarea alfa 252
Mecanica ondulatorie rezolvă încă un paradox. 257

Dezintegrarea nucleului 259
Instalații noi 262
Neutroni, izotopi, defect de masă 267
Forțele nucleare 270
Modelul în pături. Stări excitate 275
Radiația beta 277
Fisiunea. Surse de energie 281

11 MEZONI ȘI ALTE PARTICULE NOI 288

Razele cosmice și aparatajul folosit pentru studierea lor 288
Particulele cunoscute 293
Mezonii 295
Teoria lui Yukawa. Alți mezoni 299
Dincolo de mezoni. Se deschide un nou capitol 306

CONCLUZII ȘI PERSPECTIVE 311

Redactor responsabil de carte : Mihăileanu Petre
Tehnoredactor : Popovici Gheorghe

Dat la cules 25.07.1963. Bun de tipar 14.09.1963. Tiraj 8000+90 ex. broșate și 4000+40 ex. legate 1/1. Hîrtie semivelină de 65 g/m². Format 54×84/16. Coli editoriale 18,61. Coli tipar 20,00. 8789/1963. Indici de clasificare zecimală : Pentru bibliotecile mari 53. Pentru bibliotecile mici 53.

Tiparul executat sub comanda nr. 30 640 la Combinatul Poligrafic „Casa Scînteii", Piața Scînteii nr. 1, București — R.P.R.